Lebensdauermessungen am 748 keV- und 776 keV-Niveau in ^{51}Cr unter Verwendung der Reaktion $^{51}V(p,n\gamma)^{51}Cr$

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Wilhelm Haar
aus Duisburg-Meiderich

Marburg/Lahn 1969

E. Symon · Foto-Druck · 355 Marburg/L. · Friedrichsstr. 3

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41534920_0042

Lebensdauermessungen am 748 keV- und 776 keV-Niveau in ^{51}Cr unter Verwendung der Reaktion $^{51}V(p, n\gamma)^{51}Cr$

INAUGURAL-DISSERTATION
zur Erlangung der Doktorwürde
der Naturwissenschaftlichen Fakultät
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

Vorgelegt von
Wilhelm Haar
aus Duisburg-Meiderich

Marburg/Lahn 1969

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der
Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am: 30.4.69

Tag der mündlichen Prüfung am: 14.5.69

Berichterstatter: Privatdozent Dr. F.-W. Richter

Mitberichterstatter: Prof. Dr. Bock

Inhaltsverzeichnis

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Vorbemerkungen	5
2.1	Kernmodellvorstellungen für ^{51}Cr	5
2.2	γ-Übergangswahrscheinlichkeiten	11
3.	Messung der 28 keV-γ-Strahlung	17
3.1	Allgemeine Bemerkungen	17
3.1.1	Targetkammer, Targets	19
3.1.2	γ-Detektoren, Elektronik	21
3.2	Meßergebnisse, Diskussion	25
3.3	Ergänzende Messungen	32
3.3.1	Messung der Anregungsfunktion der 28 keV-γ-Strahlung	32
3.3.2	Koinzidenzmessung	33
4.	Messung der Lebensdauern des 776 keV- und des 748 keV-Zustandes in ^{51}Cr	37
4.1	Meßprinzip	37
4.2	Experimentelle Anordnung	41
4.2.1	Strahlpulsung	41
4.2.2	Extraktion der in den Detektorimpulsen enthaltenen Zeitinformation	43
4.2.3	Registrierelektronik	46
4.3	Prompte Zeitspektren	48
4.4	Messung der Lebensdauer des 776 keV-Zustandes über die 28 keV-γ-Strahlung	51
4.5	Messung der Lebensdauer des 748 keV-Zustandes	55
4.6	Zeiteichung	55
5.	Meßergebnisse und Auswertung	58
5.1	Auswerteprogramm für die 28 keV-Zeitspektren	58

Seite

5.2 Auswerteprogramm für die 748 keV-Zeitspektren 62
5.3 Zusammenstellung der Ergebnisse 65
5.3.1 28 keV-Zeitspektren 65
5.3.2 748 keV-Zeitspektren 70

6. Diskussion der Ergebnisse 73
6.1 776 keV-Niveau 73
6.2 748 keV-Niveau 76

7. Zusammenfassung 79

A. Mathematischer Anhang 81
A.1 Minimumsbestimmung nach der Parabelmethode 81
A.2 Aufsuchen des Minimums einer zweiparametrigen Fläche 84
A.3 Berechnung des verzögerten Zeitspektrums 87
A.4 Zerfallskurve des 748 keV-Niveaus 90

8. Literaturverzeichnis 92

1. Einleitung

Erst in letzter Zeit wurde durch die Arbeit von G.A.BARTHOLOMEW et al (/1/) bekannt, daß das bei etwa 750 keV liegende ^{51}Cr-Niveau ein Dublett mit Linien bei 748 keV und 776 keV ist. BARTHOLOMEW et al benutzten bei ihren Messungen die Reaktionen ^{50}Cr (n, γ)^{51}Cr unter Verwendung von thermischen Neutronen. Die durch den Einbau des Neutrons in den Kern ^{50}Cr freiwerdende Neutronenbindungsenergie von (9,2696±0,0039) MeV dient zur Anregung des entstandenen Kerns ^{51}Cr. Diese Energie wurde aus Tabellen von J.H.E.MATTAUCH et al (/2/) entnommen. Der Kern ^{51}Cr wird bei diesem Einfangsprozess in einem diskreten Energiezustand angeregt, aus dem er dann über die verschiedenen Unterzustände durch Emission von γ-Strahlung bzw. durch Emission von Konversionselektronen in den Grundzustand zerfallen kann. Das von BARTHOLOMEW et al mit einem Ge(Li)-Detektor gemessene γ-Zerfallspektrum des hochangeregten ^{51}Cr zeigt zwei dicht benachbarte Linien bei 8488 keV und 8516 keV, die durch Zerfall des Ausgangszustandes in das $1/2^-$-Niveau bei 776 keV und das $3/2^-$-Niveau bei 748 keV entstehen. Bisher hatte die Existenz des 776 keV-Zustandes noch nicht nachgewiesen werden können, da dieser Zustand wegen der hohen Drehimpulsdifferenz nicht direkt in den Grundzustand übergeht. Der Grundzustand besitzt nämlich die Drehimpulsquantenzahl und Parität $7/2^-$, so daß nach Spin- und Paritätsauswahlregeln (siehe Anmerkung $^+$) auf Seite 2) nur M3- bzw. E4-Übergänge möglich sind, für die die Übergangswahrscheinlichkeit im Vergleich zu M1- bzw. E2-Übergängen

um einige Größenordnungen geringer sind. Das 776 keV-Niveau zerfällt vielmehr über das 748 keV-Niveau unter Aussendung einer 28 keV-γ-Strahlung bzw. durch Emission eines Konversionselektrons. Die 28 keV-γ-Strahlung konnte von BARTHOLOMEW et al auf Grund der Geometrie der Meßanordnung nicht nachgewiesen werden.

Die Drehimpulsquantenzahlen und Paritäten der drei niedrigsten hier interessierenden Zustände in ^{51}Cr sind in Fig.1 angegeben.

Die Drehimpulszuordnung von 3/2 zum 748 keV-Niveau war bereits durch die DWBA-Analyse der Stripping-Reaktion ^{50}Cr (d,p) ^{51}Cr von L.L.LEE et al (/3/) und I.L.ALTY et al (/4/) sowie durch die Pickup-Reaktion ^{52}Cr (p,d) ^{51}Cr von C.A.WHITTEN et al (/5/) erhärtet worden.

K.V.K.IYENGAR et al (/6/) erbrachten in ihrer Arbeit eine weitere Bestätigung für die Drehimpulsquantenzahl 3/2 für das 748 keV-Niveau. Über die Reaktion ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr bestimmten sie die Ausbeute der 748 keV-γ-Strahlung in Abhängigkeit von der Protoneneinschußenergie. Durch Vergleich mit der nach W.HAUSER und H.FESHBACH (vergl. (/7/), (/29/), (/30/)) berechneten Ausbeute wurde der Wert 3/2 bestätigt.

Für das 776 keV-Niveau sind bisher nur zwei Drehimpulsmessungen bekannt.

+) Seien I_i bzw. I_f die Drehimpulsquantenzahlen und π_i bzw. π_f die Paritäten von Anfangs- und Endzustand, so lautet die Drehimpulsauswahlregel für Multipolstrahlung mit der Drehimpulsquantenzahl J

$$|I_i - I_f| \leq J \leq |I_i + I_f|$$

und die Paritätsauswahlregel

$$\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^J \quad \text{für elektrische}$$

und $\pi_i \cdot \pi_f = (-1)^{J+1}$ für magnetische Multipolstrahlung

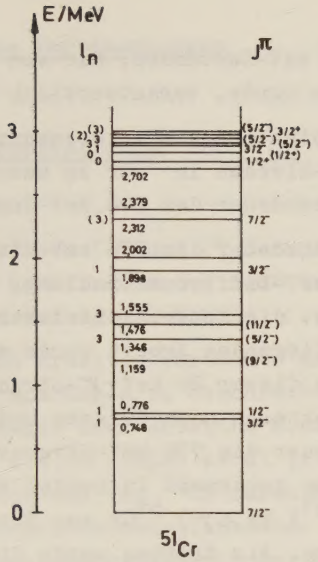


Fig.1 Niveauschema von ^{51}Cr. J bedeutet die Drehimpulsquantenzahl und π die Parität der Niveaus. Die mit runden Klammern versehenen Spinwerte sind experimentell nicht gesichert.

BARTHOLOMEW et al (/1/) fanden durch eine Winkelkorrelationsmessung einen Spin 1/2.

J.E.ROBERTSHAW et al (/8/) lösten erstmals die bei der Stripping-Reaktion ^{50}Cr (d,p) ^{51}Cr zum 748 keV- bzw. 776 keV-Niveau führenden Protonengruppen mit einem Magnetspektrometer auf und legten mit Hilfe einer DWBA-Analyse den Spin der beiden Niveaus zu 3/2 bzw. 1/2 fest.

BARTHOLOMEW et al (/1/) äußerten in ihrer Arbeit die Vermutung, daß das 776 keV-Niveau für die im Vergleich zur WEISSKOPFabschätzung anomal lange Lebensdauer

des 748 keV-Zustandes, die von R.W.BAUER et al (/9/) gemessen wurde, verantwortlich ist.

Es erschien deshalb interessant, die Lebensdauer des 776 keV-Niveaus in ^{51}Cr zu messen und den Einfluß auf die Lebensdauer des 748 keV-Zustandes zu prüfen.

Die Lebensdauer des 776 keV-Niveaus läßt sich nur über die 28 keV-Differenzstrahlung, d.h. über die γ-Strahlung bzw. die Konversionselektronen, bestimmen. In der vorliegenden Arbeit wurde deshalb erstens die Existenz dieser 28 keV-γ-Strahlung mit verschiedenen γ-Detektoren nachgewiesen und zweitens die mittlere Lebensdauer des 776 keV-Niveaus über die 28 keV-γ-Strahlung gemessen. In beiden Fällen diente die Reaktion ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr zur Erzeugung der 28 keV-γ-Strahlung. Als drittes wurde die Lebensdauer des 748 keV-Zustandes in ^{51}Cr unter Berücksichtigung des Einflusses des darüberliegenden 776 keV-Zustandes ermittelt.

Eine g-Faktor-Bestimmung am 748 keV-Niveau läßt sich mit Hilfe der Reaktion ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr nicht durchführen, da bei dieser Reaktion die Winkelverteilung der γ-Quanten isotrop ist. Denn sowohl die Winkelverteilung der entstehenden Neutronen bezüglich der Protoneneinschußrichtung (vergl. R.BALLINI et al (/32/)) als auch die Winkelkorrelation zwischen der zum 748 keV-Zustand führenden Neutronengruppe und der 748 keV-Strahlung (vergl. K.V.K.IYENGAR et al (/6/)) sind isotrop.

Für andere Reaktionen wie ^{52}Cr (^{3}He,α) ^{51}Cr oder ^{50}Cr (d,p) ^{51}Cr reicht die zur Verfügung stehende Beschleunigungsspannung von 4 MV nicht aus, um die 748 keV-γ-Strahlung mit der für eine Lebensdauer- oder g-Faktorbestimmung notwendigen Ausbeute anzuregen.

2. Theoretische Vorbemerkungen

2.1 Kernmodellvorstellungen für ^{51}Cr

Mit seinen 24 Protonen (P) und 27 Neutronen (N) liegt der Kern ^{51}Cr im Gebiet $20 \leq Z,N \leq 28$ und gehört damit zu den Kernen der 1f 7/2-Schale.

In einer Reihe von Arbeiten versuchte man, diese Kerne durch Kernmodellrechnungen zu beschreiben. Speziell über ^{51}Cr sind bisher zwei Arbeiten erschienen. In einer Arbeit von J.D.MC CULLEN et al (/10/) wird versucht, das Niveauschema von ^{51}Cr durch Mischung der reinen Einteilchenschalenmodellzustände unter Annahme einer schwachen Restwechselwirkung der Nukleonen außerhalb der doppelt magischen Schale von ^{40}Ca zu berechnen. Bei dieser Art der Rechnung gibt es zwei Hauptursachen für Unsicherheiten:

1.) die Zahl der zu berücksichtigenden Konfigurationen und
2.) die genaue Art der Restwechselwirkung.

Es gibt entsprechend zwei mögliche Wege zur Berechnung der Schalenmodellzustände, je nach dem, ob man die erste oder zweite Unsicherheit als überwiegend betrachtet. Einerseits läßt sich die Restwechselwirkung als Störung auffassen, wobei über die Art der Wechselwirkung detaillierte Annahmen gemacht werden. Die Matrixelemente der Restwechselwirkung können dann mit Hilfe von Radialwellenfunktionen beliebig vieler Einteilchenschalenmodellzustände berechnet werden. Das Niveauschema erhält man dann durch Diagonalisierung, wobei man die Potentialtiefen der Zweiteilchenwechsel-

wirkung als freie Parameter variiert.

Der andere Weg besteht darin, über die möglichen Konfigurationen einschränkende Annahmen zu machen. Die Matrixelemente der Restwechselwirkung können dann als Parameter aufgefaßt und durch Anpassung an das Experiment bestimmt werden.

In der Arbeit von MC CULLEN et al (/10/) wird dieser zweite Weg beschritten. Es wird angenommen, daß die Nukleonen außerhalb des ^{40}Ca-Rumpfs innerhalb der 1f 7/2-Schale verbleiben, so daß das Niveauschema von ^{51}Cr durch Aufspaltung der reinen Konfiguration durch die Nukleonenrestwechselwirkung zustande kommt. Bei einer Reihe von Kernen der 1f 7/2-Schale werden einige Kerneigenschaften, wie Lage der Energieniveaus, magnetische Momente, log ft-Werte und spektroskopische Faktoren recht gut wiedergegeben.

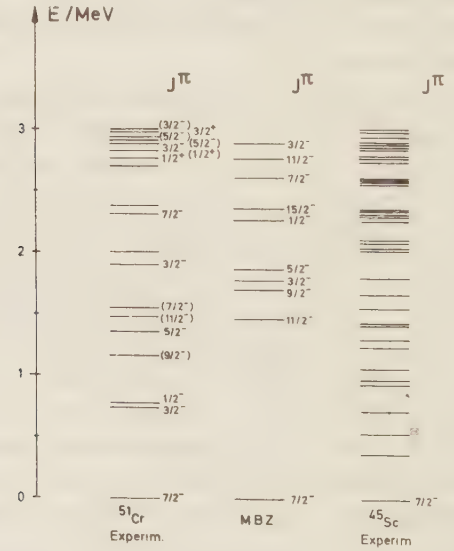


Bild 6 Experimentelle und nach MC CULLEN et al (/10/) berechnete Energieniveauschemata von ^{51}Cr und ^{45}Sc

Trotz dieser Erfolge können viele Eigenschaften mit dem oben erwähnten Modell nicht reproduziert werden.

Aus Fig.2 ist zu ersehen, daß das angegebene Modell im Fall von ^{51}Cr keine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten ergibt. Insbesondere wird das $(3/2^-,1/2^-)$-Dublett bei 748 keV bzw. 776 keV nicht wiedergegeben.

Ferner sollten "kreuz-konjugierte" Paare von Kernen, d.h., Paare mit $Z = 20 + a$, $N = 20 + b$ und $Z = 28 - b$, $N = 28 - a$ (z.B. ^{51}Cr und ^{45}Sc) ungefähr gleiche Anregungsspektren aufweisen. Wie aus Fig.2 zu ersehen ist, trifft diese Vorhersage nicht zu. Ähnliches läßt sich über andere "kreuz-konjugierte" Paare aussagen.

Einen Hinweis, wie das Modell abzuändern ist, liefert die Tatsache, daß für die gesamte 1f 7/2-Schale die E2-Übergangswahrscheinlichkeiten im Vergleich zur WEISSKOPFabschätzung durchweg vergrößert sind. Bei schweren Kernen deutet dies auf kollektive Eigenschaften hin (vergl. A.BOHR und B.R.MOTTELSON (/11/)). F.B.MALIK et al (/12/) versuchten deshalb eine Reihe von Kernen der 1f 7/2-Schale mit Hilfe des kollektiven Modells unter Annahme einer starken Coriolis-Kopplung zu beschreiben. Die starke Coriolis-Kopplung führt zu einer erheblichen Vermischung der Rotationsbanden, da die Abstände der Einteilchen-Nilsson-Niveaus von gleicher Größenordnung werden wie die der Rotationsniveaus. Die ursprüngliche Bänderstruktur geht dabei verloren.

Das Modell von F.B.MALIK et al (/12/) sei hier nur kurz erläutert. In diesem Modell besteht der Kern aus dem zum Rotationsellipsoid deformierten Kernrumpf und dem letzten unpaarigen Nukleon (im Fall des ^{51}Cr

einem Neutron). Es treten deshalb zu den kollektiven Freiheitsgraden des Rumpfes noch die Einteilchen-Freiheitsgrade des letzten Nukleons hinzu. Der Gesamtdrehimpuls $\vec{I}\hbar$ des Systems setzt sich aus dem Drehimpuls $\vec{R}\hbar$ des Rumpfes und dem Drehimpuls $\vec{j}\hbar$ des letzten Nukleons zusammen:

$$\vec{I} = \vec{R} + \vec{J} \qquad (1)$$

Der Hamiltonoperator des Gesamtsystems lautet

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Theta_x} R_x^2 + \frac{\hbar^2}{2\Theta_y} R_y^2 + \frac{\hbar^2}{2\Theta_z} R_z^2 + H_p \qquad (2)$$

In (2) beschreiben die ersten drei Terme die Rotation des Rumpfes und H_p die Einteilchen-Bewegung im Bezug auf den Rumpf im körperfesten System. Θ_x, Θ_y, Θ_z und R_x, R_y, R_z sind die kartesischen Komponenten des Trägheitsmoments bzw. des Rumpfdrehimpulsvektors. Im sogenannten "strong-coupling"-Modell wird angenommen, daß das Potential $V(\vec{r})$, dessen Äquipotentiallinien Rotationsellipsoide sind, im körperfesten System zeitlich konstant bleibt. Diese Näherung bedeutet, daß das letzte Nukleon vom Rumpf mitgenommen wird. Klassisch würde man dies so verstehen, daß die Umlaufgeschwindigkeit des letzten Nukleons groß gegenüber der Rotationsgeschwindigkeit des Rumpfes ist.

Bei Rotationssymmetrie um die z-Achse wird $\Theta_x = \Theta_y = \Theta$. Der Gesamthamiltonoperator läßt sich dann durch I und j ausdrücken.

$$H = \frac{\hbar^2}{2\Theta} \left(\vec{I}^2 + \vec{j}^2 - 2(\vec{I}\cdot\vec{j}) \right) + H_p \qquad (3)$$

Der Coriolis-Kopplungsterm $(\vec{I}\cdot\vec{j})$ koppelt die innere Bewegung des letzten Nukleons an die Rumpfrotation.

Im Modell von MALIK et al (/12/) wird angenommen, daß dieser Beitrag zum Gesamthamiltonoperator von gleicher Größenordnung ist wie der der übrigen Terme. Er kann deshalb nicht mehr in einfacher störungstheoretischer Näherung behandelt werden.

Für H_p wird das NILSSON-Potential angesetzt (vergl. (/13/)):

$$H_p = -\frac{\hbar^2}{2\mu}\Delta + \frac{1}{2}\mu(\omega_\rho^2 x^2 + \omega_\rho^2 y^2 + \omega_z^2 z^2) + C\,\vec{l}\cdot\vec{s} + D\,\vec{l}\cdot\vec{l} \qquad (4)$$

Hierbei bedeuten:

- μ die reduzierte Masse des letzten unpaarigen Nukleons
- C ein Maß für die Stärke der Spin-Bahn-Wechselwirkung
- D dient zum Absenken der Zustände mit hohem Drehimpuls
- $\omega_x = \omega_y = \omega_\rho$ die Oszillatorfrequenzen in x- bzw. y-Richtung, die bei Rotationssymmetrie einander gleich sind
- ω_z die Oszillatorfrequenz in z-Richtung

Bei der Berechnung der Eigenwerte geht man von den bekannten NILSSON-Eigenfunktionen aus. Nach diesen entwickelt man die unbekannten Kerneigenfunktionen und berechnet die Entwicklungskoeffizienten durch Diagonalisierung des Hamiltonoperators.

Auf die Details dieser Rechnungen soll hier nicht weiter eingegangen werden.

Das Ergebnis einer solchen Rechnung für ^{51}Cr ist in Fig.3 angegeben. Es werden dort die für verschiedene Deformationsparameter berechneten Energieniveaus mit den experimentell gewonnenen verglichen.

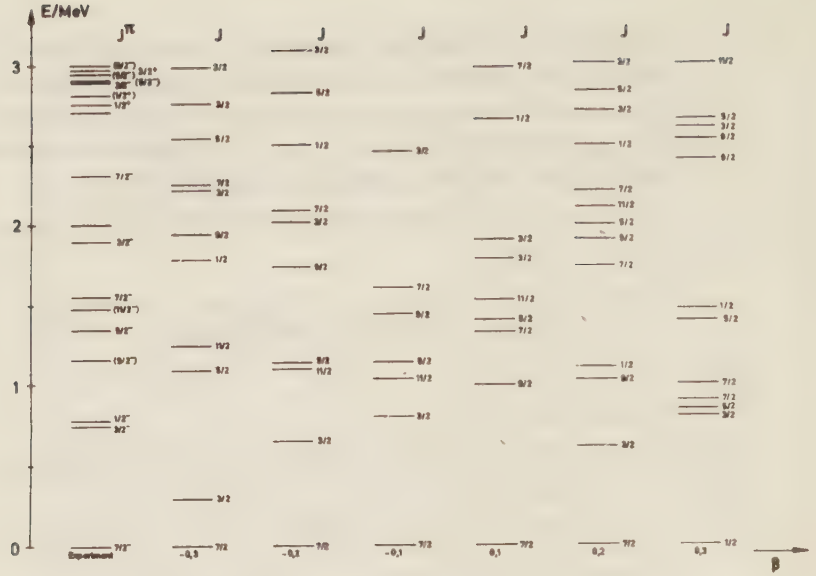


Fig.3 Experimentelles und nach MALIK et al berechnete Niveauschemata (β=Deformationsparameter)

Wie man sieht, liefert das Corioliskopplungsmodell sowohl für positive als auch negative Deformation einen $3/2^-$-Zustand im gewünschten Energiebereich. Ein niedriger $1/2^-$-Zustand läßt sich jedoch nur für positive β-Werte nach diesem Modell konstruieren. Für $\beta = 0{,}2$ ergibt sich eine recht gute Übereinstimmung der Theorie mit den experimentell gefundenen Werten. Vergleicht man dies Niveauschema mit dem von MC CULLEN et al (/10/) berechneten (vergl. Fig.2), so erkennt man deutlich die Überlegenheit des Corioliskopplungsmodells.

Allerdings lassen sich feinere Details, wie z.B. die genaue Lage der Energieniveaus, auch mit diesem Modell nicht reproduzieren.

2.2 γ-Übergangswahrscheinlichkeiten

Um die gemessenen Lebensdauern des 776 keV- und des 748 keV-Niveaus in ^{51}Cr mit theoretischen Voraussagen vergleichen zu können, müßten im Rahmen eines passenden Kernmodells die Übergangswahrscheinlichkeiten berechnet werden.

Unabhängig vom speziellen Kernmodell ergeben sich nach G.GRAMERT (/14/) für die Emissionswahrscheinlichkeiten für ein γ-Quant beim Übergang von einem Zustand mit der Drehimpulsquantenzahl J_i zu einem Zustand mit der Drehimpulsquantenzahl J_f und $\vec{J}_i=\vec{J}_f+\vec{J}$ sowie $M_i=M_f+M$ für elektrische Multipolstrahlung

$$P_{if}^{(E)}(J,M) = \frac{8\pi}{\hbar}\,\frac{J+1}{J}\left[\frac{1}{(2J+1)!!}\right]^2 k^{2J+1}\left|Q_{JM}+Q'_{JM}\right|^2 \tag{5}$$

mit

$$Q_{JM} = e\sum_{\lambda=1}^{A}\int dV\; r_{(\lambda)}^{J}\cdot Y_J^{M*}\cdot\varphi_f^{*}\cdot\frac{1+\tau_3^{(\lambda)}}{2}\cdot\varphi_i \tag{6}$$

$$Q'_{JM} = \frac{e\hbar k}{2mc}\,\frac{1}{J+1}\sum_{\lambda=1}^{A}\mu_\lambda\int dV\;\varphi_f\left\{\sigma^{(\lambda)}\vec{\nabla}\, r_{(\lambda)}^{J}\cdot Y_J^{M*}\right\}\varphi_i \tag{7}$$

und für magnetische Multipolstrahlung

$$P_{if}^{(M)}(J,M) = \frac{8\pi}{\hbar}\,\frac{J+1}{J}\left[\frac{1}{(2J+1)!!}\right]^2 k^{2J+1}\left|M_{JM}+M'_{JM}\right|^2 \tag{8}$$

mit

$$I_{JM} = \frac{e\hbar}{mc}\frac{1}{J+1}\sum_{\lambda=1}^{A}\int dV\ \varphi_f^*\left\{\overrightarrow{\nabla}_{(\lambda)} r_{(\lambda)}^J\ Y_J^{M*}\right\}\overrightarrow{L^{(\lambda)}}\ \frac{1+\tau_3^{(\lambda)}}{2}\varphi_i$$

(9)

$$M'_{JM} = \frac{e\hbar}{2mc}\sum_{\lambda=1}^{A}\mu_\lambda\int dV\ \varphi_f^*\left\{\overrightarrow{\nabla}_{(\lambda)}\ r_{(\lambda)}^J\ Y_J^{M*}\right\}\overrightarrow{\sigma^{(\lambda)}}\ \varphi_i$$

(10)

Hierbei bedeuten:

J	= die Gesamtdrehimpulsquantenzahl des γ-Quants
k	= die Wellenzahl des γ-Quants
φ_i, φ_f	= die Wellenfunktion des Kerns im Anfangs- und Endzustand
A	= die Nukleonenzahl
Y_J^M	= die Kugelfunktion
$\frac{e\hbar}{2mc}\mu_\lambda$	= das magnetische Dipolmoment des λ-ten Nukleons
$\sigma^{(\lambda)}$	= die PAULIschen Spinmatrizen
$\tau_3^{(\lambda)}$	= die Isospin-Matrix $\begin{pmatrix}1&0\\0&-1\end{pmatrix}$ und $e\,\frac{1+\tau_3^{(\lambda)}}{2}$ den Ladungsoperator des λ-ten Nukleons
$r_{(\lambda)}$	= die Radialkomponente des Ortsvektors des λ-ten Nukleons
$\overrightarrow{L^{(\lambda)}}$	= Bahndrehimpulsoperator des λ-ten Nukleons

Diese Beziehungen besitzen allgemeine Gültigkeit.

Die Schwierigkeit in der Berechnung solcher Übergangswahrscheinlichkeiten liegt darin, daß die Wellenfunktionen φ_i und φ_f nicht bekannt sind. In diesen Wellenfunktionen φ stecken die Informationen über den Atomkern. Die φ lassen sich nur im Rahmen eines Kernmodells bestimmen.

Dem Verfasser dieser Arbeit sind bisher keine theoretischen Berechnungen der Übergangswahrscheinlichkeiten im Rahmen der beiden in § 2.1 genannten Modelle bekannt.

Eine sehr grobe Abschätzung liefert das Modell von WEISSKOPF (vergl. (/15/)). In diesem Modell wird angenommen, daß die γ-Emission durch einen Ein-Nukleon-Übergang bewirkt wird, wobei die restlichen Nukleonen ihren Zustand nicht ändern. Als Radialwellenfunktion wird eine über den Kernbereich konstante Funktion angenommen, die außerhalb des Kerns verschwindet.

Im folgenden werden Übergangswahrscheinlichkeiten für Ein-Proton- und Ein-Neutron-Übergänge berechnet.

Nach S.A.MOSZKOWSKI (/16/) ergibt sich für den Fall eines Ein-Proton-Überganges für die Übergangswahrscheinlichkeit bei elektrischer Multipolstrahlung

$$P_{if}^{(EJ)} = \frac{4{,}4\cdot(J+1)}{J\left[(2J+1)!!\right]^2}\left(\frac{3}{J+3}\right)^2\left(\frac{E}{197\ \mathrm{MeV}}\right)^{2J+1} \times \times\left(\frac{a}{\mathrm{fm}}\right)^{2J} \cdot S(j_i, J, j_f)\cdot 10^{21}\,\mathrm{s}^{-1} \qquad (11)$$

und bei magnetischer Multipolstrahlung

$$P_{if}^{(MJ)} = \frac{0{,}19\ (J+1)}{J\ [(2J+1)!!\ ]^2} \left(\frac{E}{J+2}\right)^2 \left(\mu_p J - \frac{J}{J+1}\right)^2 \times \tag{12}$$

$$\times \left(\frac{E}{197\ \text{MeV}}\right)^{2J+1} \left(\frac{a}{\text{fm}}\right)^{2J-2} S(j_i, J, j_f) \cdot 10^{21}\,\text{s}^{-1}$$

$S(j_i,J,j_f)$ ist der sogenannte statistische Faktor, in welchem nur noch bekannte Clebsch-Gordon-Koeffizienten auftreten. Bei den angegebenen Übergangswahrscheinlichkeiten (11) und (12) wurde über die Endzustände summiert und über die Anfangszustände gemittelt:

$$P_{if}^{(E,MJ)} = \frac{1}{2j_i+1} \sum_{m_i, m_f, M} P_{if}^{(E,M)}\ (J,M) \tag{13}$$

$\mu_p = 2{,}79$ bedeutet das magnetische Moment des Protons dividiert durch das Kernmagneton

$a = 1{,}2 \cdot A^{1/3}$ fm den Kernradius

j_i, j_f bedeuten die Drehimpulsquantenzahlen des "springenden" Protons im Anfangs- und Endzustand.

Die bisherigen Betrachtungen galten einem Ein-Proton-Übergang. Bei ^{51}Cr kann nur ein unpaariges Neutron einen Übergang machen. Da das Neutron keine Ladung trägt, ist zu erwarten, daß die Übergangswahrscheinlichkeit eines Ein-Neutron-Überganges entsprechend anders sein wird als beim Ein-Proton-Übergang. In

diesem Fall liefert nur die Wechselwirkung der Bahnbewegung des geladenen Rumpfes um den Schwerpunkt des Systems: Nukleon + Rumpf mit dem elektromagnetischen Feld einen wesentlichen Beitrag. So ist die Übergangswahrscheinlichkeit für elektrische Multipolstrahlung um den Faktor $f^E=(Z/A^J)^2$ kleiner als beim Ein-Proton-Übergang (vergl. (/16/)). Bei elektrischer Dipolstrahlung ist dieser Faktor korrekt, bei höheren Multipolmomenten müssen noch weitere Korrekturen angebracht werden, die jedoch klein gegen den erstgenannten Reduktionsfaktor sind. Auch die magnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten sind kleiner als die entsprechenden beim Ein-Proton-Übergang, und zwar um den Faktor

$$f^M = \left(\frac{\mu_N}{\mu_P - (J+1)^{-1}} \right)^2 \qquad (14)$$

μ_N, μ_P sind die magnetischen Momente von Neutron und Proton dividiert durch das Kernmagneton:

$$\mu_N = -1{,}9135 \quad \text{und} \quad \mu_P = 2{,}7934$$

In Tabelle 1 sind die nach den Beziehungen (11) und (12) berechneten mittleren Lebensdauern für die beiden ersten Anregungsniveaus in ^{51}Cr unter der Annahme eines Ein-Proton-Überganges (1p) und die entsprechenden mit den Faktoren f^E bzw. f^M ermittelten mittleren Lebensdauern für Ein-Neutron-Übergänge (1n) zusammengestellt:

Tabelle 1 WEISSKOPFabschätzung der mittleren Lebensdauern τ des 776 keV- bzw. 748 keV-Zustandes in ^{51}Cr. +)

		τ(E2)/ns		τ(M1)/ns	
E/keV	E_γ/keV	1p	1n	1p	1n
776	28	$2{,}08 \cdot 10^{3}$	$2{,}5 \cdot 10^{7}$	0,786	11,3
748	748	0,119	1410	-	-

Ein Vergleich mit den gemessenen Lebensdauern soll weiter unten durchgeführt werden.

Abschätzungen von KISSLINGER und SORENSON (/17/) für Viel-Teilchen-Konfigurationen liefern bei Annahme einer Paarwechselwirkung die folgende Regel:

Für Übergänge zwischen zwei Konfigurationen mit Paarungswellenfunktionen, bei denen jeweils ein ungepaartes Nukleon übrigbleibt, ist die Übergangswahrscheinlichkeit für magnetische Strahlung gleich der für einen Ein-Teilchen-Übergang, während die Übergangswahrscheinlichkeiten für elektrische Strahlung bei einem Ein-Teilchen-Übergang reduziert sind. Am Anfang oder Ende einer Schale beträgt der Reduktionsfaktor f=1, während er für die halbgefüllte Schale im Bereich $0 \leq f \leq 1$ liegt. Nach dieser Regel müßte für die E2-Strahlung des 748 keV-Überganges in ^{51}Cr eine im Vergleich zur WEISSKOPFabschätzung längere Lebensdauer zu erwarten sein, wie es auch tatsächlich der Fall ist.

+) 1p bzw. 1n bedeuten einen Ein-Proton- bzw. einen Ein-Neutron-Übergang.

3. Messung der 28 keV-γ-Strahlung

3.1 Allgemeine Bemerkungen

Um sicherzustellen, daß die 28 keV-γ-Strahlung existiert und wirklich dem Übergang vom 776 keV- zum 748 keV-Niveau im ^{51}Cr zuzuordnen ist, sind mit verschiedenen γ-Detektoren und bei unterschiedlichen Bedingungen γ-Energiespektren gemessen worden. Die Schwierigkeit bei der Messung eines Energiespektrums besteht darin, mögliche Störreaktionen zu identifizieren und auszuschalten.

Die wesentlichste Störung wird durch die bei der Reaktion ^{51}V(p,nγ)^{51}Cr entstehenden Neutronen hervorgerufen. Diese Neutronen reagieren mit den Atomkernen im Nachweisvolumen der Detektoren oder in der das Target umgebenden Materie, erzeugen dort sekundäre γ-Quanten, die dann im γ-Spektrum als Linien oder Untergrund in Erscheinung treten.

Als weitere Störung, insbesondere im niederenergetischen Bereich, treten Bremsquanten auf, die durch den β-Zerfall des entstehenden ^{51}Cr bzw. der durch die Neutronen aktivierten Materie in der Umgebung des Targets entstehen.

Da sich diese Störungen für verschiedene γ-Detektoren unterschiedlich auswirken, ist es möglich, die Störungen zu identifizieren.

Im folgenden sollen die verwendeten Apparaturen näher beschrieben werden.

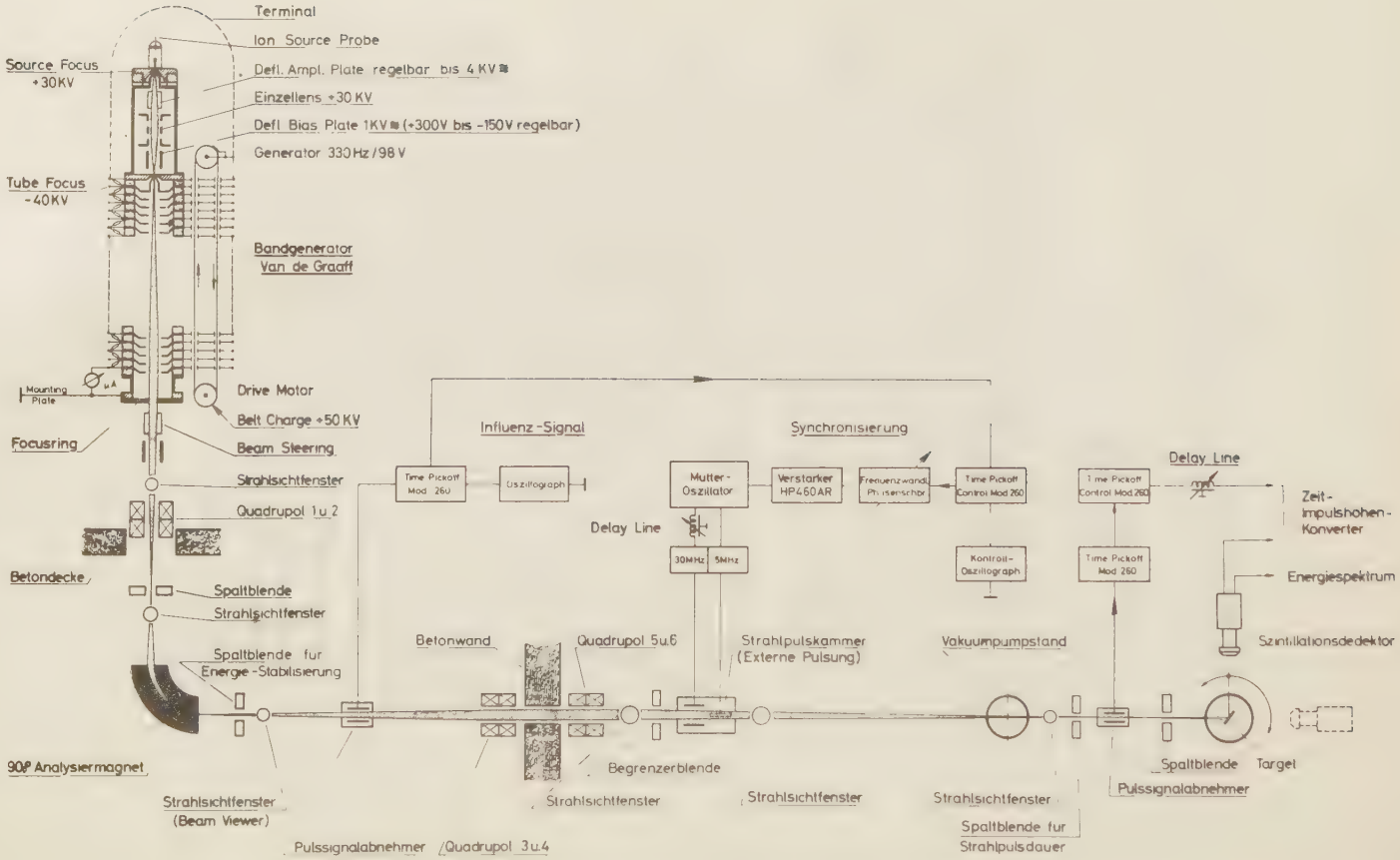

Terminal
Ion Source Probe
Source Focus +30KV
Defl. Ampl. Plate regelbar bis 4 KV≅
Einzellens +30 KV
Defl. Bias Plate 1KV≅ (+300V bis -150V regelbar)
Generator 330 Hz / 98 V
Tube Focus -40KV
Bandgenerator Van de Graaff
Mounting Plate
µA
Drive Motor
Belt Charge +50 KV
Focusring
Beam Steering
Strahlsichtfenster
Quadrupol 1 u. 2
Betondecke
Spaltblende
Strahlsichtfenster
Spaltblende für Energie-Stabilisierung
90° Analysiermagnet
Strahlsichtfenster (Beam Viewer)
Pulssignalabnehmer
Quadrupol 3 u. 4
Influenz-Signal
Time Pickoff Mod 260
Oszillograph
Synchronisierung
Mutter-Oszillator
Verstärker HP460AR
Frequenzwandl. Phasenschieber
Time Pickoff Control Mod 260
Delay Line
30MHz
5MHz
Kontroll-Oszillograph
Time Pickoff Mod 260
Delay Line
Zeit-Impulshöhen-Konverter
Energiespektrum
Szintillationsdedektor
Betonwand
Quadrupol 5 u. 6
Strahlpulskammer (Externe Pulsung)
Vakuumpumpstand
Begrenzerblende
Strahlsichtfenster
Strahlsichtfenster
Strahlsichtfenster
Spaltblende für Strahlpulsdauer
Spaltblende
Target
Pulssignalabnehmer

Fig.4 Übersicht über die Meßapparatur und den Beschleuniger

3.1.1 Targetkammer, Targets

Fig.4 vermittelt eine Übersicht über die gesamte Meßapparatur und über den Beschleuniger.

Für die Messungen stand ein 4 MV-VAN DE GRAAFF-Beschleuniger KN 4CCC zur Verfügung. Der Protonenstrahl wurde nach Verlassen des Umlenkmagneten mit Quadrupollinsen auf das Target fokussiert. Nach Einengen mit Hilfe eines Spaltsystems, das ca. 50 cm vor dem Target angebracht war (vergl. Fig.5), betrug die Brennfleckfläche etwa 2 mm^2. Die Targetkammer besaß einen Innendurchmesser von 132 mm, eine Wandstärke von 8 mm und eine Höhe von 120 mm und bestand aus vernickeltem Werkzeugstahl. Ein mit Plexiglas von 3 mm Dicke abgedichteter seitlicher Schlitz von 15 mm Breite und 18 cm Länge, ermöglichte die Messung von niederenergetischen γ-Quanten. Für die γ-Absorption in 3 mm Plexiglas ergeben sich in Abhängigkeit von der γ-Energie die in Tabelle 2 angegebenen Werte:

Tabelle 2 Im Plexiglasfenster absorbierter Anteil der γ-Quanten

E_γ / kev	10	15	20	28	60	100
Absorbierter Anteil A/%	54,4	23,4	14,0	9,2	5,9	5,4

Es werden also nur 9,2 % der 28 keV-γ-Strahlung im Plexiglasfenster der Targetkammer absorbiert.

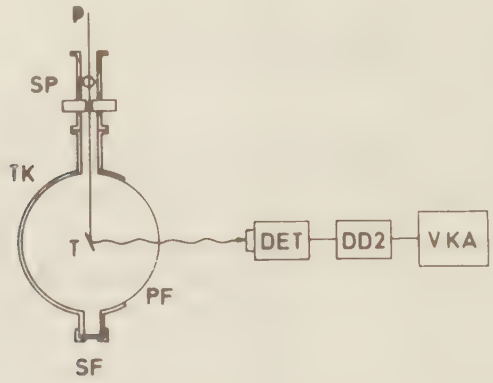


Fig.5 Schematische Darstellung der Meßapparatur: SP = Spaltsystem, T = Target, TK = Targetkammer, DET = Detektor, DD2 = DD2-Verstärker, PF = Plexiglasfenster, VKA = Vielkanalanalysator, SF = Strahlsichtfenster

Als Targets dienten gepreßte Pillen aus natürlichem, metallischem Vanadium mit einem Reinheitsgrad von 99,7 %. Diese Pillen wurden in Vertiefungen der Targethalter aus Nickel, Aluminium und Kupfer gepreßt bzw. auf 0,1 mm dicke Kohlenstoffplättchen mit Araldit aufgekittet (vergl. Fig.6). In einer weiteren Vertiefung dieser Halterungen befand sich ^{133}Cs in Form von Cs_2SO_4, das eine K-Strahlungs-Linie bei 30 keV besitzt, die durch Protonenbeschuß angeregt und somit zu Eichzwecken verwendet werden kann. Insbesondere bei den weiter unten zu erläuternden Zeitmessungen diente das ^{133}Cs-Target zur Erzeugung prompter Zeit-

spektren. Ebenso fand die in Fig.6 miteingezeichnete Tantalfolie Verwendung bei den Lebensdauermessungen. Die Bohrung (B) wurde zur Strahljustierung benötigt. Durch Verschiebung bzw. Drehung der Halterung konnte jeweils das gewünschte Target in den Strahl eingebracht werden.

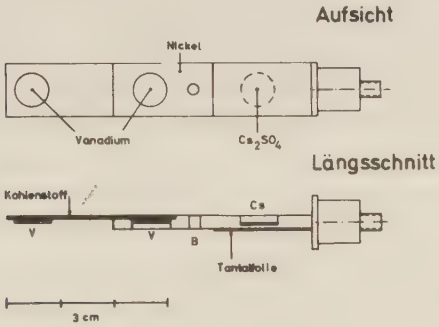


Fig.6 Targethalterung. Es bedeuten:
V = Vanadium, Cs = Caesium, B = Bohrung zur Strahljustierung

3.1.2 γ-Detektoren, Elektronik

Für diese Arbeit standen drei verschiedene γ-Detektortypen zur Verfügung.

1.) NaJ(Tl)-Szintillationszähler
2.) ein Xe-Proportionalzählrohr
3.) Ge(Li)-Detektoren

NaJ(Tl)-Szintillationsdetektor

Zum Nachweis von 28 keV-γ-Quanten erweist es sich als günstig, dünne NaJ(Tl)-Kristalle zu verwenden. Die Dicke dieser Kristalle ist so zu wählen, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für 28 keV-Quanten möglichst 100 % und für γ-Energien größer als 300 keV dagegen vernachlässigbar ist. So werden z.B. bei 2 mm Kristalldicke 28 keV-γ-Quanten zu 99 % und 750 keV-γ-Quanten jedoch nur zu 4,7 % absorbiert. Der Comptonuntergrund höherenergetischer γ-Quanten im Bereich der 28 keV-Fotolinie ist deshalb sehr gering. Bei den Messungen standen zwei dünne NaJ(Tl)-Kristalle der Firma H...ORT in Kiel zur Verfügung. Die Abmessungen sind:

1.) 1,5 mm Dicke und 12 mm Durchmesser
2.) 7 mm Dicke und 20 mm Durchmesser

In Tabelle 3 wird angegeben, um wieviel Prozent die ursprüngliche Zahl der γ-Quanten durch Absorption in den beiden Kristallen in Abhängigkeit von einigen γ-Energien E_γ abgeschwächt wird (entnommen aus K.SIE..BAHN (/31/)).

Tabelle 3 In NaJ(Tl)-Kristallen absorbierte Anteile (in %) von γ-Quanten der Energie E_γ

E_γ / keV	Kristalldicke / mm	
	1,5	7
28	96,9	100
100	52,1	99,2
300	7,2	30,5
750	2,5	15,7

Wie man sieht, ist besonders der 1,5 mm-Kristall zum Nachweis der 28 keV-Quanten geeignet, da er nur einen geringen Anteil der höherenergetischen Linien absorbiert.

Die NaJ(Tl)-Kristalle wurden auf einen 56 AVP-Fotomultiplier montiert. Das Energiesignal wurde von der 10. Dynode des Fotomultipliers abgenommen, mit einem Operationsverstärker verstärkt und nach Umwandlung in ein DD2-Signal und weiterer Verstärkung in einem Vielkanalanalysator ND 121 registriert.

Xe-Proportionalzählrohr

Als weiterer γ-Detektor stand ein Xe-Zählrohr der Firma REUTER-STOKES Typenbezeichnung:RSG-30A zur Verfügung, das mit einem seitlichen 0,25 mm dicken Berylliumfenster ausgestattet ist. In Tabelle 4 ist das von der Firma angegebene Ansprechvermögen dieses Proportionalzählrohrs für einige γ-Energien E_γ verzeichnet.

Tabelle 4 Ansprechvermögen A des Xe-Proportionalzählrohrs

E_γ / keV	6,5	14,37	22,1	74,236
A / %	89	67	40	12

Man sieht, daß bei 28 keV das Ansprechvermögen noch ausreicht, um die 28 keV-γ-Strahlung nachzuweisen (A(28 keV)=30 %).
Das Xe-Zählrohr wurde mit einer Anodenspannung von

2 kV betrieben. Die Anodensignale gelangten über einen Fuvistor-Vorverstärker zum Hauptverstärker TMC Model 341 und wurden von einem Vielkanalanalysator registriert.

Ge(Li)-Detektor

Eine dritte Möglichkeit zum Nachweis der 28 keV-γ-Strahlung war durch zwei mit Lithium gedriftete Germaniumzähler gegeben:

1.) ein Planar-Detektor der Firma NUCLEAR DIODES Type LGP1. 5-6 mit einem aktiven Volumen von 0,78 cm^3, einer Drifttiefe von 4 mm und einem Aluminiumfenster von 0,5 mm Dicke
2.) ein Koaxial-Detektor der Firma PRINCETON GAMMA TECH Type LGRC 25 EL mit einem aktiven Volumen von 26 cm^3, mit nicht bekannter Drifttiefe und einem 0,5 mm dicken Berylliumfenster.

Der erste Detektor besitzt eine geringere Drifttiefe als der zweite, was ein kleineres Ansprechvermögen für hochenergetische γ-Quanten zur Folge hat. Er weist aber im Vergleich zum zweiten Detektor für die Messung von 28 keV-γ-Quanten den Nachteil auf, daß im Aluminiumfenster etwa 45 % der 28 keV-γ-Quanten absorbiert werden. Das Berylliumfenster des zweiten Detektors absorbiert hingegen nur 7 % dieser Strahlung.

Beide Detektoren sind mit Fet-Vorverstärkern der Firma TENNELEC Model TC 130 ausgerüstet. Die Ausgangsimpulse dieser Vorverstärker wurden über den Impulsformer und Verstärker TMC Model 341 einem Vielkanalanalysator zugeleitet und dort gespeichert.

3.2 Meßergebnisse, Diskussion

In Fig.7 bis 9 sind die mit den verschiedenen γ-Detektoren gemessenen niederenergetischen γ-Spektren dargestellt. Ferner sind in die graphischen Abbildungen zusätzlich γ-Spektren eingetragen, die mit einem Absorber für 28 keV-γ-Quanten zwischen Target und Detektor, und zwar direkt vor dem Detektorfenster, gemessen wurden.

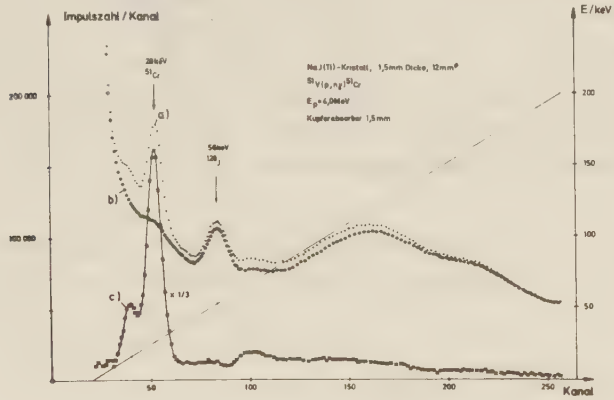


Fig.7 Niederenergetisches γ-Spektrum von ^{51}Cr mit NaJ(Tl)-Kristall gemessen: a) ohne, b) mit Absorber, c) Differenzspektrum

Die Differenzspektren und die Energieeichgerade vervollständigen die Darstellungen. Mit Hilfe dieser drei Messungen läßt sich entscheiden, ob die 28 keV-γ-Strahlung tatsächlich vom Target herrührt oder nicht. Um den Untergrund, der durch (n,γ)-Prozesse im Absorber entsteht, in beiden Fällen etwa gleich zu

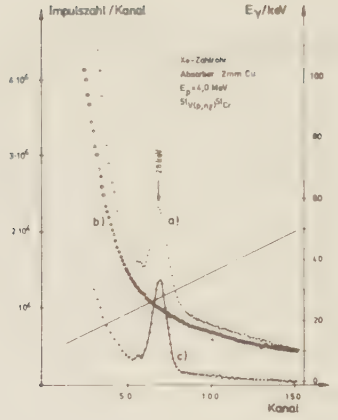


Fig.8 Niederenergetisches γ-Spektrum von ^{51}Cr mit Xe-Zählrohr gemessen: a) ohne, b) mit Absorber, c) Differenzspektrum

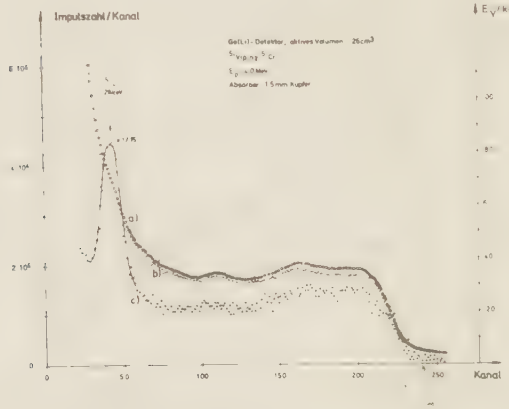


Fig.9 Niederenergetisches γ-Spektrum von ^{51}Cr mit Ge(Li)-Detektor gemessen: a) ohne, b) mit Absorber, c) Differenzspektrum

halten, wurde bei der Messung "ohne Absorber" der Absorber nur so weit von der Verbindungslinie Target-Detektor weggerückt, bis er sich gerade außerhalb des Öffnungswinkels des Detektors befand. Die γ-Spektren ergaben sich jeweils für eine Protoneneinschußenergie von E_p = 4,0 MeV. Der Abstand zwischen Target und Detektor betrug jedesmal 15 cm. Die Protonenstromstärke auf dem Target wurde so eingeregelt, daß nicht durch eine zu hohe Rate Aufstockungsimpulse entstanden. Die Energieeichung wurde mit radioaktiven γ-Quellen durchgeführt, und zwar einer ^{109}Cd- und einer ^{133}Ba-Quelle. Zur Eichung dienten die in Tabelle 5 zusammengestellten K_α-Strahlungslinien und die niedrigsten Fotolinien der beiden γ-Quellen.

Tabelle 5 Fotolinien zur Eichung der γ-Spektren

	E_{K_α} / keV	E_γ / keV	E_γ / keV
^{109}Cd	23,0	88,0	-
^{133}Ba	32,0	53,4	81,2

Die in dieser Tabelle 5 angegebenen Werte wurden aus (/18/) und (/19/) entnommen.

Die γ-Spektren sollen nun im einzelnen diskutiert werden. Alle Differenzspektren besitzen eine Fotolinie bei etwa 28 keV. Bei den mit NaJ(Tl)-Kristallen gemessenen γ-Spektren erkennt man auch bei der Absorbermessung eine bei 30 keV liegende Fotolinie, die auf Neutroneneinfang im Jod des NaJ-Kristalls zurückzuführen ist (vergl. (/20/)). Gemäß der Reaktion

^{127}J (n,γ) ^{128}J entsteht ^{128}J im angeregten Zustand. Dabei wird auch der erste Anregungszustand bei 30 keV bevölkert. Durch Zerfall in den Grundzustand wird dabei die 30 keV-Linie emittiert. Ferner wird durch Ionisation in der K-Schale die K-Strahlungslinie bei 31 keV angeregt. Der Absorber schwächt den Neutronenstrom auf den NaJ-Kristall nur geringfügig. Um den im Kupferabsorber absorbierten Anteil der Neutronen abzuschätzen, müssen der Wirkungsquerschnitt für elastische und inelastische Streuung von etwa 5 barn und der für den Einfang thermischer bzw. höherenergetischer Neutronen von 5,6 bzw. $\leq$1 barn berücksichtigt werden. Bei thermischen Neutronen beträgt folglich der in einem 1 mm dicken Kupferabsorber absorbierte Anteil etwa 1 %. Für Neutronenenergien von etwa 2,35 MeV, wie sie bei der Reaktion ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr bei 4 MeV-Protoneneinschußenergie entstehen, ist der absorbierte Anteil noch geringer.

Der Neutronenstrom gelangt also praktisch ungeschwächt auf den Detektor, wo durch die Kernreaktionen ^{127}J (n,γ) ^{128}J und ^{127}J (n,n'γ) ^{127}J sowohl ^{127}J als auch ^{128}J im angeregten Zustand entsteht. Um die Absorption der Neutronen klein zu halten, erweist es sich auch hier als zweckmäßig, einen dünnen Szintillationskristall zu verwenden. Wie man aus den Absorberspektren für den 7 mm- und den 1,5 mm NaJ(Tl)-Kristall ersehen kann, ist für dünne Kristalle der vom ^{128}J herrührende 30 kev Anteil geringer.

Die Fotolinie bei etwa 58 keV ist einem Übergang im ^{127}J zuzuordnen, der bei der Reaktion ^{127}J (n,n'γ) ^{127}J angeregt wird. (vergl. C.A.BAIN et al (/35/)).

Im Gegensatz zu den mit NaJ(Tl)-Kristallen gemessenen γ-Spektren mit Absorber tritt bei den mit dem

Xe-Zählrohr bzw. mit dem Ge(Li)-Detektor registrierten Spektren keine Linie bei 30 keV auf. Allerdings ist bei den Ge(Li)-γ-Spektren der Untergrund unter der 28 keV-Fotolinie, der im wesentlichen aus den Compton-ausläufern höherenergetischer Fotolinien besteht, im Vergleich zur 28 keV-Fotolinie selbst sehr hoch.

Beim Xe-Zählrohr ist das Ansprechvermögen für γ-Energien über 100 keV schon so gering, daß der Compton-untergrund von höheren γ-Linien nicht mehr auftritt. Auch die von Neutronen verursachten Störungen, wie sie beim NaJ(Tl)-Kristall beschrieben wurden, sind hier vernachlässigbar. Das Xe-Zählrohr ist deshalb der für den Nachweis der 28 keV-γ-Strahlung geeignetste Detektor.

Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß die 28 keV-γ-Strahlung eindeutig vom Target bzw. von der Targetkammerwandung herrühren muß.

Daß die 28 keV-γ-Strahlung nicht durch Neutronen-einfangprozesse in der Targetkammerwandung entsteht, ließ sich sehr einfach dadurch prüfen, daß die γ-Quanten einmal in Reflexion und einmal in Transmission gemessen wurden. Bei der Transmissionsmessung ergab sich das gleiche γ-Spektrum wie bei der Absorbermessung in Fig.8. In der 0,5 mm dicken Nickelhalterung wurden die 28 keV-Quanten nahezu vollständig absorbiert. Es ist somit erwiesen, daß diese Strahlung im ^{51}V-Target ihren Ursprung hat.

Es war nun noch zu prüfen, ob die γ-Strahlung nicht durch Neutroneneinfang im ^{51}V bzw. im Halterungsmaterial für das Target entsteht. Das letztere konnte durch die Verwendung verschiedener Halterungsmaterialien (Nickel, Aluminium, Kupfer, Kohlenstoff) eindeutig ausgeschlossen werden.

Durch den Prozeß ^{51}V (n,γ) ^{52}V entsteht im niederenergetischen Bereich eine 17 keV und eine 22,8 keV-γ-Strahlung (vergl. VAN ASSCHE et al (/21/) und ARCHER et al (/22/)). Tatsächlich weist die 28 keV-Fotolinie in den Differenzspektren der Xe-Zählrohr- und NaJ(Tl)-Szintillationskristall-Messungen am niederenergetischen Ausläufer einen kleinen Satelliten auf, der vom Zerfall des ^{52}V herrühren könnte. Auch bei Verwendung verschiedener Targethalterungen wie Nickel, Aluminium und Kohlenstoff war der Satellit stets vorhanden. Auffallend ist, daß bei Verwendung des 7 mm dicken NaJ(Tl)-Kristalls der Satellit viel kleiner war als bei der Messung mit dem 1,5 mm dicken Kristall. Es ist deshalb anzunehmen, daß der Satellit eine "Escape"-Fotolinie darstellt, die dadurch zustande kommt, daß das nach einem Fotoeffekt in der L-Schale des Jod bzw. des Xenon freiwerdende L-Quant aus dem Nachweisvolumen entweichen kann. Im übrigen zeigt das mit dem Ge(Li)-Detektor der Firma PRINCETON GAMMA TECH gemessene bis zu 2,3 MeV reichende γ-Spektrum (vergl. Fig.10) eine nur sehr schwache Andeutung von Linien, die von der Reaktion ^{51}V (n,γ) ^{52}V herrühren könnten. Es ist dies die in Fig.10 mit B bezeichnete Linie bei E_γ = 1,434 MeV. Dieser Übergang entsteht auf folgende Weise. Der Kern ^{52}V ist β^--instabil und zerfällt mit einer Halbwertszeit von 3,8 min (vergl. (/23/)) zu 100 % in den ersten Anregungszustand von ^{52}Cr bei 1,434 MeV. Durch Zerfall in den Grundzustand wird die Fotolinie B in Fig.10 angeregt. Da diese Fotolinie im Vergleich zu anderen nur sehr klein ist, kann der Satellit neben der 28 keV-Fotolinie nicht von der Reaktion ^{51}V (n,γ) ^{52}V herrühren.

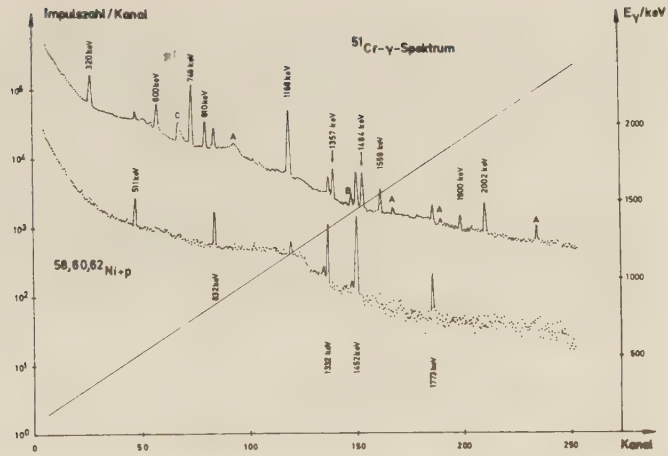


Fig.10 ^{51}Cr- γ-Spektrum nach ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr und Nickel- γ-Spektrum gemessen mit einem Ge(Li)-Detektor

Die Messungen von höherenergetischen γ-Linien mit dem Ge(Li)-Detektor fanden unter den gleichen Bedingungen statt, wie sie bei Messungen niederenergetischer γ-Linien bestanden. Die Protoneneinschußenergie betrug E_p = 4 MeV. Bei dem in Fig.10 abgebildeten γ-Spektrum traf der Protonenstrahl zum Teil auf die Halterung aus Nickel, so daß auch γ-Linien von Nickelisotopen zu sehen sind. Diese zusätzlichen Linien wurden zu Eichzwecken verwendet. Ein γ-Spektrum, das durch Beschuß der Nickelhalterung mit Protonen der gleichen Energie gewonnen wurde, ist in Fig.10 miteingezeichnet.

Außer der Reaktion ^{51}V (n,γ) ^{52}V könnte die Reaktion ^{51}V (n,n'γ) ^{51}V noch eine Störung verursachen. Die in Fig.10 mit A bezeichneten Fotolinien rühren von

dieser Reaktion her. Das Niveauschema von ^{51}V weist jedoch keinen 28 keV-Übergang auf (vergl. (/23/)). Folglich ist die 28 keV-γ-Linie einem Übergang in ^{51}Cr zuzuordnen.

Es sei an dieser Stelle noch darauf hingewiesen, daß in dem in Fig.10 abgebildeten γ-Spektrum keine Linie bei 776 keV auftritt (in Übereinstimmung mit den Messungen von BARTHOLOMEW et al (/1/)).

2.2 Ergänzende Messungen

Nachdem sichergestellt war, daß die 28 keV-γ-Strahlung einem Übergang im ^{51}Cr zuzuordnen ist, wurde durch Messung der Ausbeute der 28 keV-γ-Strahlung in Abhängigkeit von der Protoneneinschußenergie und durch eine Koinzidenzmessung erhärtet, daß diese Strahlung beim Übergang vom 776 keV- zum 748 keV-Zustand entsteht.

2.2.1 Messung der Anregungsfunktion der 28 keV-γ-Strahlung

Der Q-Wert der Reaktion ^{51}V (p,n) ^{51}Cr beträgt Q = - 1,53 MeV (vergl. (/24/)). Um das 776 keV-Niveau rein energetisch anzuregen, benötigt man im Schwerpunktssystem eine Protonenenergie von mindestens 2,31 MeV. Oberhalb dieser Schwelle sollte deshalb die 28 keV-γ-Strahlung erzeugt werden können. Dies wird durch die Messung der Anregungsfunktion der 28 keV-γ-Strahlung für ein "dickes" Vanadiumtarget

bestätigt. Die in Fig.11 gezeigte Anregungsfunktion wurde mit dem Xe-Zählrohr gemessen.

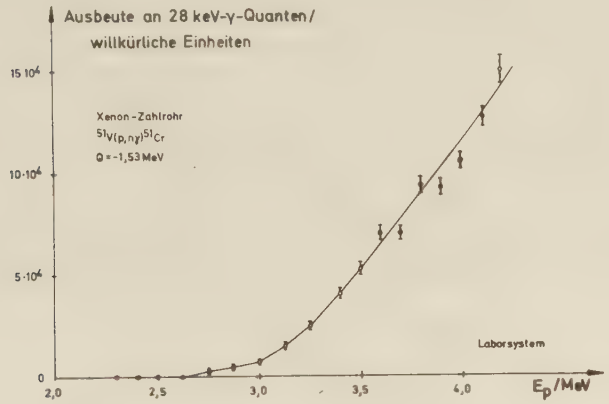


Fig.11 Ausbeute an der 28 keV-γ-Strahlung in Abhängigkeit von der Protoneneinschußenergie

Der apparative Aufbau war der gleiche, wie der in § 3.1.2 beschriebene. Die Protonen wurden im dicken Vanadiumtarget vollständig abgebremst. Die Fig.11 zeigt deutlich, daß die Anregung der 28 keV-γ-Strahlung erst oberhalb von 2,31 MeV Protoneneinschußenergie im Laborsystem einsetzt.

3.3.2 Koinzidenzmessung

Schließlich bewies noch eine Koinzidenzmessung, bei der das niederenergetische γ-Spektrum in Koinzidenz

mit der 748 keV-γ-Strahlung gemessen wurde, daß die 28 keV-Strahlung mit dem 748 keV-Übergang korreliert ist. Das Blockschaltbild zu dieser Messung ist in Fig.12 eingetragen.

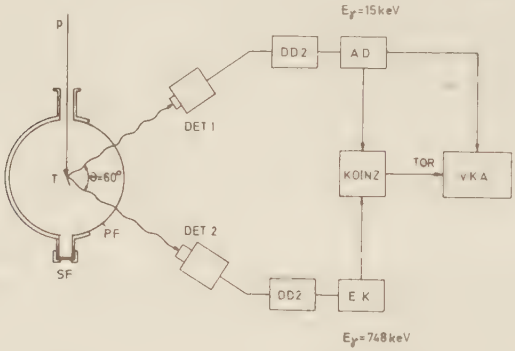


Fig.12 Blockschaltbild der bei der Koinzidenzmessung verwendeten Apparatur
T = Target, PF = Plexiglasfenster, DET = Detektor, AD = Amplitudendiskriminator, EK = Einkanaldiskriminator, SF = Strahlsichtfenster, VKA = Vielkanalanalysator, KOINZ = Koinzidenzstufe

Zum Nachweis der 748 keV-γ-Strahlung diente ein 1" x 1"ϕ -NaJ(Tl)-Kristall. Für das niederenergetische γ-Spektrum fand der 7 mm dicke NaJ(Tl)-Kristall Verwendung, der in § 3.1.2 bereits erwähnt wurde.

Die Signale der Fotomultiplier wurden über DD2-Verstärker (RIDL) und Amplituden- bzw. Einkanaldiskri-

minatoren (AD, EK) (ORTEC Model 420) auf eine langsame Koinzidenzstufe (KOINZ) geführt, mit deren Ausgangssignal das Eingangstor des Vielkanalanalysators (VKA) geöffnet wird. Die Koinzidenzauflösezeit betrug 200 ns. Bei der Messung des zufälligen Koinzidenzspektrums wurde das Signal des Einkanaldiskriminators gegenüber dem des Amplitudendiskriminators um zusätzlich 1 μs verzögert, so daß der Zeitabgleich nicht mehr stimmte. In Fig.13 ist das bezüglich der zufälligen Koinzidenzen korrigierte γ-Spektrum aufgetragen. Hiernach ist offensichtlich die 28 keV-γ-Strahlung mit der 748 keV-γ-Strahlung koinzident.

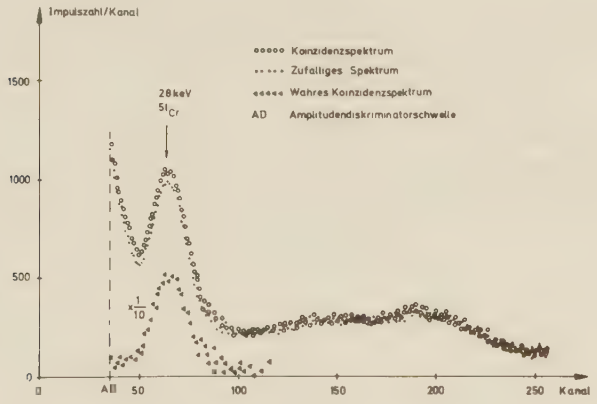


Fig.13 Niederenergetisches γ-Spektrum von ^{51}Cr in Koinzidenz mit der 748 keV-γ-Strahlung

Zusammenfassend läßt sich somit sagen, daß die 28 keV-γ-Strahlung existiert und eindeutig dem Übergang vom 776 keV- zum 748 keV-Niveau zuzuordnen ist.

Es bietet sich somit die Möglichkeit an:

1.) die Lebensdauer des 776 keV-Zustandes über diese 28 keV-γ-Strahlung zu messen und
2.) den Einfluß dieses Überganges auf die anomal lange Lebensdauer des 748 keV-Zustandes zu prüfen.

Im folgenden sollen diese Untersuchungen näher beschrieben werden.

4. Messung der Lebensdauern des 776 keV- und des 748 keV-Zustandes in ^{51}Cr

4.1 Meßprinzip

Bei den Lebensdauermessungen erfolgte wie bei den in § 3 beschriebenen Messungen die Anregung der 28 keV- und der 748 keV-γ-Strahlung durch die Reaktion ^{51}V (p,nγ) ^{51}Cr. Bei einer Protoneneinschußenergie von 4 MeV entstehen schnelle Neutronen, die die Lebensdauermessungen erheblich stören. Insbesondere die Neutronengruppe mit einer kinetischen Energie von etwa 2,35 MeV, die beim Zerfall des hochangeregten ^{52}Cr-Compoundkerns in den Grundzustand von ^{51}Cr entsteht, bewirkt im Zeitspektrum einen so starken Untergrund, daß eine Lebensdauerbestimmung nach der einfachen "Slope"-Methode unmöglich wird. Bei dieser Methode wird aus der Neigung der Lebensdauerkurve, die in halblogarithmischer Darstellung eine Gerade ergibt, die mittlere Lebensdauer ermittelt. In Fig.14 ist ein über die 28 keV-γ-Strahlung gemessenes Zeitspektrum abgebildet. Zum Vergleich ist ein Zeitspektrum aufgetragen, bei dem ein Kupferabsorber zwischen Target und Detektor eingeschaltet war. Bei der Abbildung ist zu beachten, daß die Zeitachse, bedingt durch die Meßanordnung, der Kanalachse entgegengerichtet ist. Die linke Flanke der Lebensdauerkurve enthält demzufolge die Information über die Lebensdauer des 776 keV-Zustandes. Dieser Flanke ist aber eine breite von den Neutronen herrührende Linie überlagert, so daß die "Slope"-Methode nicht mehr angewendet werden kann.

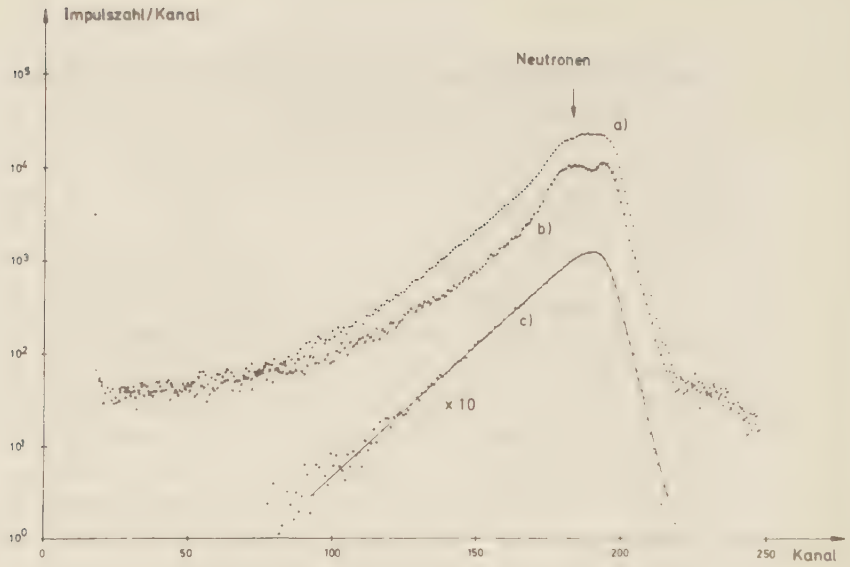


Fig.14 Zeitspektrum der 28 keV-γ-Strahlung für einen Abstand von 14,8 cm zwischen Target und Detektor a) ohne b) mit Absorber c) Differenzspektrum

Der zeitliche Abstand zwischen den Schwerpunkten der prompten Kurve und des Neutronenbuckels hängt vom Abstand x zwischen Target und Detektor ab. Die Flugzeit der Neutronen wächst linear mit dem Abstand x gemäß der Beziehung

$$\frac{t}{ns} = 71{,}99 \sqrt{\frac{MeV}{E_{kin}}} \frac{x}{m} \qquad (15)$$

an. E_{kin} bedeutet die kinetische Energie der Neutronen. Da die γ-Quanten sich mit der Lichtgeschwindigkeit c ausbreiten, die Neutronen jedoch langsamer sind ($v \approx 1/10c$), bietet sich als erstes

die Möglichkeit, durch die verschiedene Laufzeit γ-Quanten und Neutronen im Zeitspektrum voneinander zu trennen. Diese Methode (im folgenden mit MI bezeichnet) erfordert einen großen Abstand x von etwa 1 m, um für die zu erwartende Lebensdauer von etwa 8 ns einen genügend großen Auswertebereich zur Verfügung zu haben. Ferner benötigt man lange Meßzeiten, da die Protonenstromstärke am Target nicht beliebig gesteigert werden kann.

Prinzipiell wäre es damit möglich, die "Slope"-Methode anzuwenden. Es muß aber noch dreierlei berücksichtigt werden:

1.) der Comptonuntergrund der 748 keV-γ-Strahlung unter der 28 keV-Linie führt zu einer verzögerten Beimischung zum Zeitspektrum der 28 keV-γ-Strahlung
2.) zufällige Koinzidenzen zwischen dem Energiesignal und dem Zeitsignal, wie weiter unten noch näher ausgeführt wird, führen zu einem Untergrund im Zeitspektrum
3.) durch (n,γ)-Prozesse entstehen an Materialien in der Umgebung des Targets zusätzliche γ-Quanten, die als Untergrund im Auswertebereich des Zeitspektrums auftreten.

Diese Schwierigkeiten lassen sich dadurch beseitigen, daß Zeitspektren gemessen werden, bei denen ein passender Absorber zwischen Target und Detektor eingeschaltet wird. Der Absorber muß möglichst direkt vor dem Detektor angebracht werden, um den Untergrund, der durch (n,γ)-Prozesse im Absorber erzeugt wird, zeitlich außerhalb des Auswertebereiches zu halten. Die Dicke des Absorbers muß so bemessen sein, daß die 28 keV-γ-Strahlung völlig, die 748 keV-γ-

Strahlung hingegen nur schwach absorbiert wird. Bei Kupferabsorbern ist die optimale Dicke etwa 1 mm (vergl. Tabelle 6).

Tabelle 6 Absorbierter Anteil A der 28 keV- und der 748 keV-γ-Strahlung in Kupferblechen verschiedener Dicke d

d / mm	0,1	0,5	1,0	1,5
A(28 keV)/%	61,7	99,2	100	100
A(748 keV)/%	0,3	1,6	3,1	4,7

Ferner erweist es sich auch hier als günstig, dünne Szintillationskristalle zu verwenden, die die 28 keV-γ-Strahlung vollständig , die 748 keV-γ-Strahlung jedoch nur geringfügig absorbieren.

Anstatt einen Absorber vor dem Detektor anzubringen, kann man das Target so drehen, daß die 28 keV-γ-Strahlung in Transmission gemessen wird. Auf diese Weise erfährt der Neutronenstrom, der auf die Materie in der Umgebung des Targets auftrifft, keine wesentliche Schwächung. Die Targethalterung absorbiert dabei vollständig die 28 keV-γ-Strahlung. Durch diesen Test wurde festgestellt, daß keine zusätzlichen niederenergetischen γ-Quanten entstehen, die das Zeitspektrum verfälschen. Es genügt also, den Absorber direkt vor dem Detektor anzubringen.

Da der hochenergetische Anteil der Neutronen um weniger als 1 % im Absorber geschwächt wird, ist es auch möglich, den Abstand x kleiner als 1 m zu

wählen. (Diese Methode sei im folgenden mit MII abgekürzt). Wie sich auch bei der Auswertung zeigt, wird der Untergrund durch den Absorber praktisch nicht verfälscht.

Bei der Messung der Lebensdauer des 748 keV-Niveaus läßt sich der Untergrund, der hier im wesentlichen durch zufällige Koinzidenzen verursacht wird, nicht so ohne weiteres eleminieren. Es besteht jedoch die Möglichkeit, den Einkanal auf den Bereich direkt oberhalb der 748 keV-Linie zu setzen, um so ein Spektrum zu erhalten, das nur den Untergrund enthält. Allerdings erweist es sich als notwendig, den Abstand x = 1 m zu wählen, da durch die Verschiebung des Einkanals die Form des Neutronenbuckels verändert wird.

4.2 Experimentelle Anordnung

4.2.1 Strahlpulsung

Das Blockschaltbild der gesamten experimentellen Anordnung ist aus Fig.15 zu ersehen. Die Beschleunigung der Protonen auf 4 MeV erfolgte mit einem VAN DE GRAAFF Generator KN 4000. Eine interne Ablenkeinheit ermöglichte eine Strahlpulsung mit der Ablenkfrequenz 1 MHz. Nach Verlassen des Umlenkmagneten (vergl. Fig.4) wurde der Strahl mit magnetischen Quadrupollinsen auf das Target fokussiert. Targets und Targetkammer waren die gleichen, wie sie zum Nachweis der 28 keV-γ-Quanten Verwendung fanden.

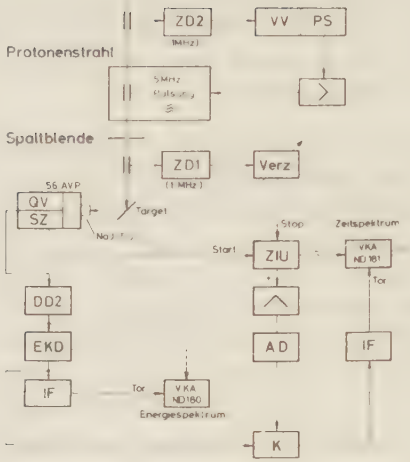


Fig.15 Blockschaltbild der experimentellen Anordnung
SZ, ZD1, ZD2 = Tunneldiodendiskriminatoren, PS = Phasenschieber, VV = Frequenzvervielfacher, OV = Operationsverstärker, ZIU = Zeit-Impulshöhen-Umsetzer, DD2 = DD2-Verstärker, EKD = Einkanaldiskriminator, IF = Impulsformerstufe, AD = Amplitudendiskriminator, K = Koinzidenzstufe, VKA = Vielkanalanalysator, VERZ = Verzögerungsleitung

Eine Nachpulseinheit (vergl. (/25/)), die es ermöglicht, den Strahl mit 5 MHz in horizontaler und mit 30 MHz in vertikaler Richtung abzulenken, sorgte für eine zeitlich kurze Pulsbreite. Für die Messung von Lebensdauern von etwa 10 ns erwies sich die Nachpulsung mit der 5 MHz-Stufe als ausreichend. Die

zeitliche Pulsbreite betrug in diesem Fall für 4 MeV-Protonen bei einer Spaltbreite von 1 mm etwa 1 ns. Die Zeitnullmarken wurden mit Hilfe eines Influenzzylinders hinter dem Spaltsystem dem Strahl entnommen. Als Vorverstärker diente ein Tunneldiodendiskriminator (ZD1) der Firma ORTEC Model 260. Da dies Gerät als Schwellendiskriminator arbeitet, liegt die Zeitnullmarke für einen hohen Stromimpuls zeitlich früher als bei einem kleinen. Um diese zeitliche Streuung zu beseitigen, ist eine möglichst konstante Stromamplitude erforderlich. Dazu ist es notwendig, die interne Pulsung mit der externen zu synchronisieren. Dazu entnimmt man dem vorgepulsten Strahl mit einem weiteren vor der Nachimpulseinheit angebrachten Influenzzylinder das 1 MHz-Signal und erzeugt daraus mit einem weiteren Tunneldiodendiskriminator ORTEC Model 260 (ZD2) scharfe Nadelimpulse. Die so erzeugten Zeitsignale treffen auf eine Phasenschieberstufe (PS) mit einem angegliederten Frequenzvervielfacher (VV), der aus dem 1 MHz-Signal ein 5 MHz-Signal macht. Die so gewonnenen Signale werden über Kettenverstärker der Firma HEWLET-PACKARD weiter verstärkt und der Nachimpulseinheit zur Synchronisation zugeführt.

4.2.2 Extraktion der in den Detektorimpulsen enthaltenen Zeitinformation

Die Schärfe der Zeitmarken, die aus den γ-Quanten zu gewinnen sind, hängt von mehreren Faktoren ab:

1.) der Abklingzeit des Szintillators
2.) dem optischen Kontakt zwischen Kristall und

Fotomultiplier

3.) der Laufzeitstreuung der Elektronenlawine im Fotomultiplier

4.) der Art des Diskriminators, der aus den Anodenimpulsen die Zeitinformation entnimmt.

Auf Grund der guten Energieauflösung erweist sich der NaJ(Tl)-Kristall als der geeignetste γ-Detektor. Günstiger für die zeitliche Auflösung wäre es, einen Plastikszintillator mit größerer Quantenausbeute pro Zeiteinheit am Anfang des Absorptionsprozesses zu wählen (vergl. E.GATTI et al (/33/)). Da jedoch die Absorption von γ-Quanten im Plastikszintillator praktisch vollständig über den Comptoneffekt abläuft, besteht bei der niedrigen γ-Energie von nur 28 keV keine Möglichkeit zur Energieselektion mehr und ist deshalb an NaJ(Tl)-Szintillationskristalle gebunden.

Der Punkt 3 erfordert die Wahl eines geeigneten Fotomultipliers. Bei den Messungen wurde deshalb ein rauscharmer 56 AVP-Fotomultiplier verwendet, der eine Laufzeitstreuung von weniger als 1 ns aufweist.

Aus den Anodensignalen wird mit Hilfe eines Diskriminators ein Normimpuls erzeugt, dessen Vorderflanke die Zeitinformation enthält.

Der bei diesen Messungen verwendete Diskriminator arbeitet nach dem "leading edge"-Prinzip, d.h., immer wenn der Anodenstrom eine vorgegebene Schwelle überschreitet, liefert der Diskriminator einen Normimpuls. Da die Elektronenvervielfachung im Fotomultiplier ein statistischer Vorgang ist, ist auch die Impulshöhe und damit auch der Impulsanstieg an der Anode statischen Schwankungen unterworfen. Entsprechend verschiebt sich zeitlich die mit dem Schwellendiskriminator gewonnene Zeitmarke. Es läßt sich zeigen,

daß diese zeitliche Streuung proportional zu $1/\sqrt{E}$ ist (vergl. E.GATTI et al (/33/)), wobei E die Energie des γ-Quants bedeutet. Insbesondere bei 28 keV-Quanten ist also eine relativ schlechte zeitliche Auflösung zu erwarten. Um diese zeitliche Streuung klein zu halten, wurde bei maximal möglicher Anodenspannung von 2,5 kV für den Multiplier gearbeitet. Dies führt zu einer höheren Verstärkung und damit zu einem steileren Impulsanstieg.

In Fig.16 ist das Schaltbild des Schwellendiskriminators abgebildet.

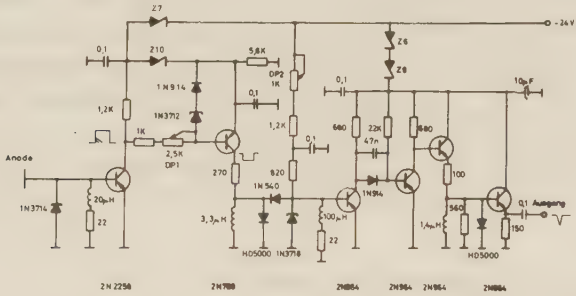


Fig.16 Tunneldiodendiskriminator zur Erzeugung von Zeitmarken aus den Anodenimpulsen des Fotomultipliers 56 AVP

Das wesentlichste Element dieser Schaltung ist die Eingangstunneldiode 1N3714 mit einem Höckerstrom von 2 mA. Diese Tunneldiode wird von einem Anodenimpuls des Fotomultipliers in den Talbereich geschaltet, wobei ein Spannungsimpuls mit steiler Anstiegsflanke entsteht. Durch diesen Impuls wird der nachfolgende Transistor 2N2258 kurzzeitig in den

Avalanchebereich geschaltet, so daß am Kollektorwiderstand die volle Betriebsspannung abfällt. Die Rückstellung der Tunneldiode erfolgt über die Induktivität von 20 μH. Die hohe Verstärkung des Fotomultipliers führt dazu, daß bereits Rauschimpulse genügen, um die Tunneldiode in den Talbereich kippen zu lassen. Allerdings sind die so entstehenden Spannungsimpulse nicht genügend hoch, um den Transistor 2N2258 in den Avalanchebereich zu schalten. Die am Kollektorwiderstand des Transistors entstehenden Spannungsimpulse sind dann sehr viel kleiner, als die durch den Avalanche-Effekt hervorgerufenen und können sehr einfach diskriminiert werden. Die nachfolgende Schaltung dient dazu, die Rauschimpulse abzuschneiden und aus den verbleibenden Spannungsimpulsen Normimpulse konstanter Höhe und Anstiegszeit zu formen, die dann von einem Zeit-Impulshöhen-Umsetzer weiter verarbeitet werden können.

4.2.3 Registrierelektronik

Die Zeitspektren wurden mit Hilfe eines Zeit-Impulshöhen-Umsetzers (ZIU) der Firma LE CROY Model 108 H nach dem Start-Stop-Prinzip gewonnen. Dabei dienten die Ausgangsimpulse des Diskriminators für die Anodenimpulse des Fotomultipliers als Start-Signal und die mit Hilfe des bereits erwähnten Influenzzylinders (ZD1) erzeugten und danach verstärkten Zeitmarken des gepulsten Protonenstrahls als Stop-Signal. Mit geeichten variablen Verzögerungsleitungen LUMATRON Model 1202 A (VERZ) konnten die Stop-Signale passend verzögert werden. Die Verzögerungszeiten

lassen sich stufenweise zwischen 1 und 20 ns einstellen. Die Genauigkeit beträgt nach Herstellerangaben pro Stufe 1 % bzw. 0,05 ns, je nachdem welche der Angaben den größeren Fehler ergibt. Die negativen Ausgangssignale des ZIU wurden einem Vielkanalanalysator NUCLEAR DATA ND 181 zugeführt.

Das Energiesignal wurde der 10. Dynode des Fotomultipliers entnommen, in einem Operationsverstärker (OV) verstärkt und einem RIDL-DD2-Verstärker zugeführt. Die für das zu messende Zeitspektrum erforderliche Ausblendung der entsprechenden Fotolinien aus dem γ-Spektrum erfolgte mit einem Einkanaldiskriminator ORTEC Model 420 (EKD). Dessen Signale wurden nicht direkt, sondern über eine langsame RIDL-Koinzidenzstufe, und zwar koinzident mit den Zeitnullmarkensignalen, auf den Tor-Eingang eines Vielkanalanalysators (ND 181) gegeben, um den Untergrund zufälliger Koinzidenzen im Zeitspektrum möglichst gering zu halten.

Um ein für die RIDL-Koinzidenzstufe passendes Koinzidenzsignal aus den ZIU-Signalen herzuleiten, wurde das positive Ausgangssignal des ZIU mit Hilfe eines linearen Impulsverstärkers TMC Model 341 umgeformt und auf einen Amplitudendiskriminator ORTEC Model 420 (AD) gegeben. Das negative Ausgangssignal des Amplitudendiskriminators hatte dann die für das Koinzidenzgerät (K) erforderliche Form. Die Koinzidenzauflösezeit betrug 200 ns.

4.3 Prompte Zeitspektren

In Fig.17 ist ein für 28 keV-γ-Strahlung typisches "promptes" Zeitspektrum aufgetragen, wie es mit einem Vielkanalanalysator registriert wurde.

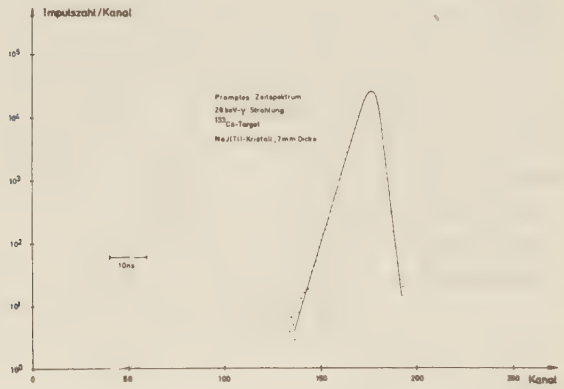


Fig.17 Promptes Zeitspektrum für 28 keV-γ-Strahlung

Als Target diente dabei die ^{133}Cs-Verbindung Cs_2SO_4 mit einem relativ hohen Schmelzpunkt von 1010° C. Die ^{133}Cs-K-Strahlung besitzt eine Lebensdauer, die klein gegen 1 ns ist und kann deshalb als prompt angesehen werden. Bei dieser Auftragung (wie bei allen späteren) ist zu beachten, daß auf Grund der Meßanordnung die Zeitskala in entgegengesetzter Richtung anwächst wie die Kanalskala. Das bedeutet, daß der Untergrund rechts von der prompten Linie früheren Zeitpunkten zuzuordnen ist, d.h., er muß von (p,γ)-Prozessen an Blenden vor dem Target herrühren.

Um diesen Untergrund klein zu halten, wurde die direkte von den Blenden stammende Untergrundsstrahlung mit 5 cm dicken Bleiplatten abgeschirmt. Um außerdem die Erzeugung von Neutronen an den Blenden und Spaltsystemen möglichst zu unterdrücken, wurden alle vom Strahl getroffenen Metallteile mit Ta-Folie abgedeckt. Der hohe Coulombwall von ^{181}Ta verhindert das Eindringen der Protonen in den Kern und somit die Produktion von Neutronen und hochenergetischen γ-Quanten. Die durch Coulombanregung entstehende γ-Strahlung wird in der Bleiabschirmung völlig absorbiert.

Die prompten Zeitspektren für eine γ-Energie von 28 keV sind asymmetrisch (vergl. Fig.17). Bei halblogarithmischer Darstellung ist die Steigung der linken Flanke durch die zeitlichen Auflösungseigenschaften des Fotomultipliers und des Tunneldiodendiskriminators bestimmt, während die Neigung der rechten Flanke durch die Pulsbreite des Protonenstrahls und die zeitlichen Auflösungseigenschaften des Tunneldiodendiskriminators ZD1 (vergl. Fig.15) bestimmt ist. Den Flanken der prompten Kurven lassen sich deshalb scheinbare Halbwertszeiten zuordnen, die zusammen mit der Halbwertsbreite dieser Kurven ein Maß für die zeitliche Auflösung darstellen. Die Halbwertsbreite der prompten Kurve betrug bei einer γ-Energie von 28 keV im Durchschnitt etwa 5 ns. Die Halbwertszeit der linken Flanke ergab sich zu etwa 1,6 ns. Die "prompte" Kurve ist somit hinreichend schmal, um Lebensdauern von 8 ns messen zu können.

Bei einer γ-Energie E von 748 keV ist die zeitliche Auflösung sehr viel besser als bei den Niederenergiezeitspektren; denn die zeitliche Auflösung ist -

wie bereits erwähnt - proportional zu $1/\sqrt{E}$.

In Fig.18 ist ein promptes Zeitspektrum abgebildet, zu dem das Fenster des Einkanaldiskriminators auf die 1166 keV-Fotolinie eingestellt war (vergl. EK3 in Fig.26). Über einen Untergrund zufälliger Koinzidenzen ist eine prompte Linie zu sehen. Da diese Linie symmetrisch ist, kann sie bei halblogarithmischer Auftragung sehr gut durch eine Parabel approximiert werden.

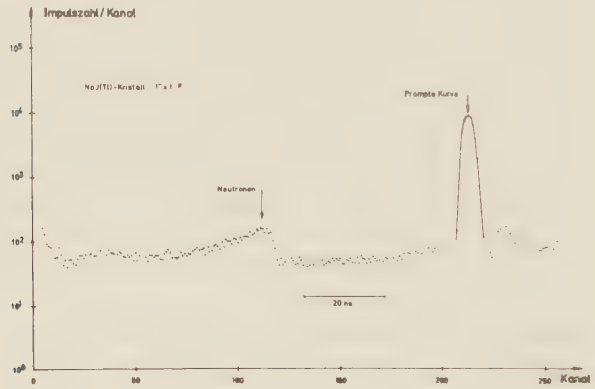


Fig.18 Promptes Zeitspektrum für eine γ-Energie von 1166 keV

Wie auch bei den Niederenergiezeitspektren tritt hier ein "Neutronenbuckel" auf, der wegen der Laufzeitdifferenz von γ-Quanten und Neutronen bei einem Abstand von etwa 1 m zwischen Target und Detektor zu kleinen Kanalnummern hin verschoben ist.

Als Maß für die zeitliche Auflösung läßt sich hier die Halbwertsbreite der prompten Kurve angeben, die i.a. $\Delta t = 1{,}6$ ns betrug. Dies bietet die Möglichkeit, auch feinere Strukturen des Zeitspektrums, wie z.B. den Einfluß des Zerfalls des 776 keV-Zustandes auf das Zeitspektrum der 748 keV-γ-Strahlung zu analysieren.

4.4 Messung der Lebensdauer des 776 keV-Zustandes über die 28 keV-γ-Strahlung

In diesem Kapitel wird beschrieben, unter welchen speziellen Bedingungen die Lebensdauermessungen des 776 keV-Zustandes durchgeführt wurden. Die Versuchsbedingungen wurden bei jeder Messung abgeändert, um Fehlerquellen auszuschalten. Die Details sollen nun näher dargelegt werden.

Die Messung der 28 keV-γ-Quanten erfolgte in Reflexion. Das Target stand unter einem Winkel von 30° gegenüber der Strahlrichtung. Um die Absorption der 28 keV-γ-Quanten im Target selbst klein zu halten, wurde der Detektor senkrecht zur Targetfläche ausgerichtet.

Auch bei den Lebensdauermessungen wurde das Targethalterungsmaterial variiert, um festzustellen, ob die gemessene Lebensdauer nicht einem γ-Übergang in den Atomkernen des Halterungsmaterials zuzuordnen ist. Um zu zeigen, daß die Lebensdauer auch nicht durch Neutroneneinfang durch Fe-Kerne in der Targetkammerwandung entsteht, wurde bei einigen Messungen die von der Wandung herrührende γ-Strahlung mit einer 15 cm dicken Bleiabschirmung absorbiert. Außer-

dem fand zusätzlich eine Targetkammer aus Messing Verwendung, die ebenfalls ein seitliches Fenster aus Plexiglas besaß. Wie aus Tabelle 7 zu ersehen ist, ergab sich stets die gleiche Lebensdauer.

Ferner wurde geprüft, ob die gemessene Lebensdauer eindeutig der 28 keV-γ-Strahlung zuzuordnen ist. Dazu wurde das Fenster des Einkanaldiskriminators auch auf Bereiche direkt oberhalb und unterhalb der 28 keV-Fotolinie eingestellt. Die Ergebnisse dieser Messungen sind in Fig.19 und Fig.20 zu sehen.

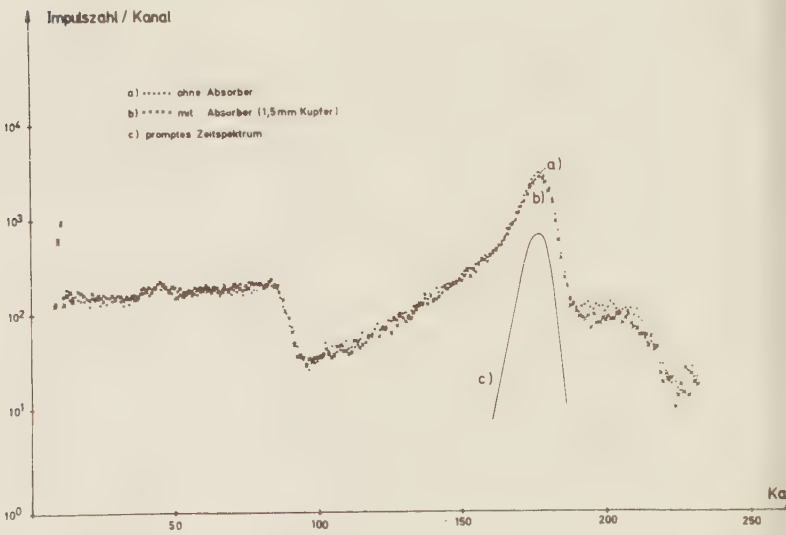


Fig.19 Zeitspektren bei Einstellung des Einkanalfensters auf Bereiche direkt oberhalb der 28 keV-Fotolinie: a) ohne b) mit Absorber

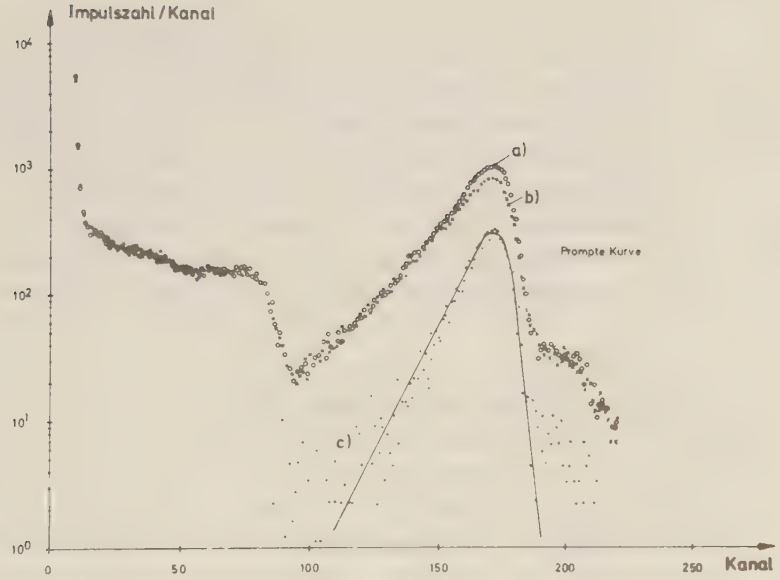


Fig.20 Zeitspektren bei Einstellung des Einkanalfensters auf Bereiche direkt unterhalb der 28 keV-Fotolinie
a) mit b) ohne Absorber c)Differenzspektrum

Diese Messungen wurden bei einem Abstand von 113 cm zwischen Target und Detektor durchgeführt. Es sind jeweils Messungen mit und ohne Absorber und das prompte Zeitspektrum zusammengefaßt. In Fig.20 ist zusätzlich das Differenzzeitspektrum miteingezeichnet. Die Zeitspektren enthalten einen prompten, den vom Comptonuntergrund der 748 keV-γ-Strahlung herrührenden, verzögerten Anteil und einen Neutronenbuckel, der zeit-

lich genügend weit verschoben ist, um einen hinreichend großen unverfälschten Auswertebereich freizulassen.

Bei den Zeitspektren mit dem EK oberhalb und unterhalb der 28 keV-γ-Linie erkennt man eindeutig, daß kein wesentlicher Unterschied zwischen den Messungen mit und ohne Absorber besteht. Es ist lediglich ein kleiner Unterschied bei den prompten Anteilen der Zeitspektren festzustellen, der auf die Absorption von höherenergetischen γ-Quanten im Absorberblech zurückzuführen ist, die - wie bereits erwähnt - als Comptonuntergrund im niederenergetischen γ-Spektrum auftreten.

Da für niederenergetische γ-Strahlung von 15 bis 22 keV die Absorption im NaJ(Tl)-Kristall zu 99 % über den Fotoeffekt erfolgt, ist der Comptonuntergrund der 28 keV-γ-Strahlung unterhalb der 28 keV-Fotolinie zu vernachlässigen und verfälscht dadurch nicht das Bild.

Zieht man zum Vergleich die Zeitspektren für die 28 keV-Linie heran (vergl. Fig.14, 22, 23), so erkennt man sehr deutlich am Differenzspektrum, daß hier eine verzögerte Kurve vorliegt, der eine mittlere Lebensdauer von etwa 8 ns zuzuordnen ist.

Das verzögerte Zeitspektrum ist damit eindeutig dem 28 keV-γ-Übergang in ^{51}Cr und damit dem 776 keV-Niveau zuzuschreiben.

4.5 Messung der Lebensdauer des 748 keV-Zustandes

Bei der Messung der 748 keV-Zeitspektren ist die zeitliche Auflösung erheblich besser. Es wurde derselbe Fotomultiplier und derselbe Tunneldiodendiskriminator verwendet, wie bei der Messung der 28 keV-Zeitspektren. Lediglich der NaJ(Tl)-Kristall wurde etwas größer gewählt: 1"ϕ x 1". Ferner stand ein 56 UVP-Fotomultiplier mit fest montiertem 1"ϕ x 1" NaJ(Tl)-Kristall zur Verfügung. Bei einem 1" dicken NaJ(Tl)-Kristall werden die 748 keV-γ-Quanten zu 46 % absorbiert.

Auch die übrige experimentelle Anordnung war die gleiche, wie bei der Messung der 28 keV-Zeitspektren. Es wurden sowohl Messungen bei großen wie bei kleinen Abständen x zwischen Target und Detektor durchgeführt. Um jedoch die durch den vorhergehenden 28 keV-Übergang kompliziertere Struktur der Zeitspektren des 748 keV-Niveaus analysieren zu können, erwies es sich als notwendig, bei $x \approx 1$ m zu messen. Um störende Einflüsse der durch (n,γ)-Prozesse in der Targetkammerwandung erzeugten γ-Quanten zu eliminieren, wurde die von dort herrührende Strahlung durch 15 cm dicke Bleiabsorber beseitigt.

4.6 Zeiteichung

Die Eichung der Zeitskala für die 28 keV-Zeitspektren erfolgte mit Hilfe eines ^{181}Ta-Targets. Beim Beschuß mit 4 MeV-Protonen werden die K-Strahlungslinien bei 58 keV und die 136 keV-γ-Strahlung an-

geregt, die beide prompt sind. Wie weiter oben bereits erwähnt, ändert sich die Halbwertsbreite der prompten Kurven mit $1/\sqrt{E}$, wobei E die γ-Energie bedeutet. Es ist also zweckmäßig, bei einer Zeiteichung eine höhere γ-Energie zu wählen, um eine schärfere Zeitaussage treffen zu können. Die dabei notwendige Verschiebung des Energiefensters des Einkanaldiskriminators bedingt lediglich eine Verschiebung der Zeitskala, jedoch keine Änderung des Eichfaktors.

Im Fall der Eichung der Zeitskala der 748 keV-Zeitspektren wurde der EK auf die nächsthöhere prompte γ-Linie eingestellt.

Bei der Zeiteichung wurde das Stop-Signal mit den LUMATRON-Verzögerungsleitungen um definierte Verzögerungszeiten verschoben. Die Lage der prompten Kurven konnten somit im Vielkanalanalysator um eine bekannte Anzahl von Kanälen verändert werden. Ein so gewonnenes Zeitspektrum ist in Fig.21 abgebildet.

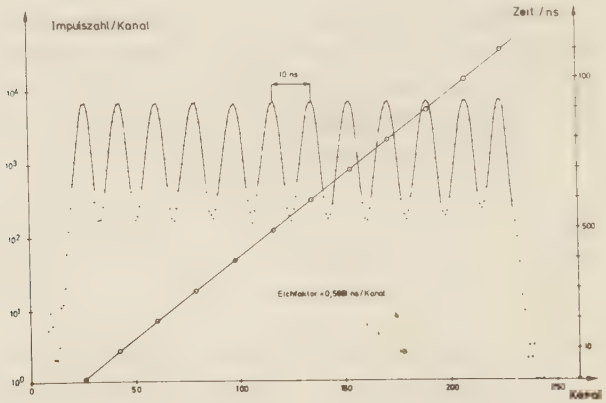


Fig.21 Zeiteichung. Zeitlicher Abstand der prompten Kurven 10 ns

Mit Hilfe eines Rechenprogrammes, das die Lage des Maximums jeder einzelnen prompten Kurve ermittelte, konnte der Eichfaktor bestimmt werden. Das Rechenprogramm ist so aufgebaut, daß zwischen zwei vorgegebenen Grenzen an jede der gemessenen prompten Kurven eine Parabel mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate angepaßt wird. Durch die Lage der Maxima in Abhängigkeit von der Verzögerungszeit ist eine Gerade definiert, deren Steigung durch eine Ausgleichsrechnung bestimmt wurde. Die Rechnungen erfolgten mit dem Instituts-Computer CAE 9040. In Fig.21 ist die so erhaltene Eichgerade miteingetragen. Die Genauigkeit, mit der die Eichfaktoren bestimmt wurden, war durchweg besser als 0,2 %.

5. Meßergebnisse und Auswertung

Zur Bestimmung der mittleren Lebensdauern der beiden ersten Anregungszustände in ^{51}Cr und insbesondere für die Prüfung des Einflusses des 28 keV-Übergangs auf die Lebensdauer des 748 keV-Niveaus wurden Rechenprogramme in der Programmiersprache FORTRAN II ausgearbeitet. Die Rechnungen wurden mit dem Institutscomputer CAE 9040 durchgeführt. Die Rechenprogramme sollen nun im einzelnen diskutiert werden.

5.1 Auswerteprogramm für die 28 keV-Zeitspektren

Wie bereits oben erwähnt, setzen sich die gemessenen 28 keV-Zeitspektren aus dem eigentlichen 28 keV-Zeitspektrum, einem prompten Anteil, einem verzögerten vom Comptonuntergrund der 748 keV-γ-Strahlung herrührenden Anteil, dem zufälligen und schließlich dem Neutronenuntergrund zusammen. Bei den Absorbermessungen wurde das eigentliche 28 keV-Zeitspektrum selektiv aus dem Zeitspektrum eliminiert und der Untergrund für sich bestimmt. Das Auswerteprogramm besteht im wesentlichen aus zwei Teilen:

1.) Zu einer vorgegebenen mittleren Lebensdauer τ wird mit Hilfe der gemessenen prompten Kurve P(k) (k ist die Kanalnummer) durch Faltung mit einer Exponentialfunktion (vergl. Math. Anhang) ein verzögertes Zeitspektrum V(k) berechnet. Das gemessene Zeitspektrum setzt sich additiv aus V(k), dem Untergrund U(k) und einer prompten Beimischung P(k) zusammen, wobei jede der Funktionen noch

mit einem passenden Amplitudenfaktor versehen werden muß. Für U(k) wird das mit Absorber gemessene 28 keV-Zeitspektrum angesetzt, das einen prompten Anteil, einen verzögerten vom Comptonuntergrund der 748 keV-γ-Strahlung herrührenden Anteil, den zufälligen und schließlich den Neutronenuntergrund enthält. Durch den Absorber wird der Neutronenuntergrund und der verzögerte Anteil nicht wesentlich verändert, wie Testmessungen mit verschiedenen zwischen 0,5 mm und 1,5 mm dicken Kupferabsorbern ergaben. Allerdings wird, wie die Messungen mit dem Einkanalfenster direkt oberhalb und direkt unterhalb der 28 keV-Fotolinie ergaben, auch ein gewisser Anteil der prompten Beimischung durch das Absorberblech absorbiert, was bei der Auswertung berücksichtigt werden muß. Wir können deshalb ansetzen:

$$S(k) = A \cdot P(k) + B \cdot U(k) + C \cdot V(k) \qquad (16)$$

Durch Anpassung dieser Kurve S(k) an das gemessene 28 keV-Zeitspektrum N(k) werden mit Hilfe der Methode der kleinsten Fehlerquadrate unter Verwendung von Gewichten die optimalen Koeffizienten A, B und C ermittelt.

2.) Durch Variation von τ wird dann dasjenige τ ermittelt, das den kleinsten mittleren quadratischen Fehler der Anpassung ergibt. Es erwies sich zudem als notwendig, die Schwerpunktslage k_s der prompten Kurve zu variieren, um Verschiebungen durch Ratenеffekte berücksichtigen zu können. Das Aufsuchen des Minimums einer zweiparametrigen Fläche wird im mathematischen Anhang näher erläutert.

Zur Bestimmung der Koeffizienten A, B und C in Glg.(16) wenden wir die üblichen Methoden GAUßscher Fehler-

rechnung an, d.h., daß die Parameter A, B und C so variiert werden müssen, daß

$$\sum_k g(k)\cdot\left[\, N(k) - S(k)\right]^2 = \text{Min!} \qquad (17)$$

gilt. Hierbei ist N(k) der Meßwert und S(k) ergibt sich aus Glg.(16). Die Gewichte g(k) ergeben sich wie folgt:

Der Erwartungswert für die Verbesserungen $v(k)=N(k)-S(k)$ ist gleich dem statistischen Fehler:

$$E\left[N(k) - S(k)\right] = \sqrt{S(k)}\ .$$

Wir können deshalb $v(k)^2=S(k)$ setzen, und es gilt:

$$v(k)^2 \,/\, S(k) = 1$$

Damit jeder Summand in Glg.(17) etwa von gleicher Größe ist, setzen wir den Gewichtsfaktor:

$$g(k) = 1 \,/\, S(k). \qquad (18)$$

Die Sollwerte S(k) in Glg.(18) sind zunächst nicht bekannt und werden bei einem ersten Anpassungsschritt näherungsweise durch die Meßwerte N(k) ersetzt. Mit den so bestimmten Koeffizienten A, B und C lassen sich dann in einem zweiten Anpassungsschritt die richtigen Gewichtsfaktoren mit den S(k)-Werten verwenden und die Koeffizienten erneut bestimmen. Insbesondere bei kleinen Impulszahlen pro Kanal ist die dadurch erzielte Verbesserung der Anpassung erheblich.

Die Berechnung der verzögerten Kurve erfolgt durch Faltung der gemessenen prompten Kurve F(k) mit einer Exponentialfunktion (vergl. mathematischer Anhang). Es erwies sich dabei als zweckmäßig, die Bereiche $k \leq k_2$ bzw. $k \geq k_4$ (vergl. Fig. A 3) bei halblogarithmischer Auftragung der prompten Kurve durch Geraden zu ersetzen, die in Bereichen mit guter Statistik $k_1 \leq k \leq k_2$ bzw. $k_4 \leq k \leq k_5$ angepaßt werden. Auf diese

Weise ließ sich der Einfluß der schlechten Statistik der Meßpunkte für $k \leq k_1$ und $k \geq k_5$ eliminieren.

Zur Bestimmung der Ausgleichgeraden

$$S(k) = c_1 k + c_2 \qquad (19)$$

bei halblogarithmischer Darstellung müssen die Gewichtsfaktoren für die Minimalforderung (17) modifiziert werden. Der Erwartungswert E(V(k)) der "Verbesserung" V(k)=log N(k)-log S(k) läßt sich durch den statistischen Fehler S(k) ausdrücken (das Argument k wird fortgelassen):

$$E(V) = E(\log N - \log S) = E(\log(N/S)) = \log\left[(S+\sqrt{S})/S\right] \approx 1/\sqrt{S}$$

Man erhält so als Mittelwert des Quadrats von V(k)

$$\overline{V(k)^2} = 1/S(k) \quad \text{und damit} \quad S(k)\cdot\overline{V(k)^2} = 1$$

Damit auch in diesem Fall alle Summanden in Glg.(17) von gleicher Größe sind, haben wir die Gewichtsfaktoren

$$g(k) = S(k) \qquad (20)$$

zu setzen. Auch in diesem Fall wurde bei einem ersten Anpassungsschritt näherungsweise mit den Gewichten g(k)=N(k) gerechnet, um die beiden Geradenparameter zu ermitteln. In einem zweiten Schritt erfolgte dann die Anpassung mit g(k)=S(k) unter Verwendung der Geradenparameter des ersten Schrittes.

Da die numerische Berechnung von Faltungsintegralen erhebliche Rechenzeiten beansprucht, wurde die verzögerte Kurve nur einmal nach dieser Methode für einen nahe der zu erwartenden Lebensdauer τ liegenden Wert berechnet. Aus dieser Kurve wurden durch Strecken oder Stauchen der Kanalskala unter Festhalten des Schwerpunktes k_s der prompten Kurve verzögerte Kurven

für andere τ-Werte gewonnen. Mit diesem Verfahren konnten sehr gute Ergebnisse erzielt werden. Die mittlere quadratische Abweichung der nach dem vereinfachten Verfahren berechneten Kurvenpunkte von den durch Faltung bestimmten Werten ist kleiner als 0,1 %, wenn τ bis zu 50 % geändert wurde. Die Fehler für die Konstanten A, B und C von Glg.(16) ergeben sich aus den Fehlergleichungen (vergl. E.HARDTWIG (/36/) Seite 149). Die Bestimmung der Fehler für die mittlere Lebensdauer τ und die Schwerpunktslage k_s der prompten Kurve geht aus § A.2 hervor.

5.2 Auswerteprogramm für die 748 keV-Zeitspektren

Die Zeitspektren der 748 keV-γ-Strahlung enthalten neben dem verzögerten Anteil W(k) einen durch den Comptonuntergrund höherenergetischer Fotolinien hervorgerufenen prompten und einen durch zufällige Koinzidenzen hervorgerufenen konstanten Untergrund. Ferner ist noch ein je nach der Größe des Abstandes zwischen Target und Detektor verschiedener Neutronenuntergrund vorhanden. Der zufällige Untergrund sowie der Neutronenuntergrund und der prompte Untergrund wurden bei Einstellung des Einkanalfensters auf Bereiche direkt oberhalb der 748 keV-Fotolinie ermittelt (Untergrund U(k)). Allerdings ist die Höhe des prompten Untergrundes P(k) noch bei der Anpassung zu variieren. Bei den verschiedenen Einkanaleinstellungen - einmal auf die Fotolinie bei 748 keV und einmal auf Bereiche oberhalb dieser Linie - (vergl. Fig.26 EK1 und EK2) stimmt P(k) zwar in der Form nicht aber in der Höhe überein. Das gemessene

Zeitspektrum N(k) ist deshalb durch die Kurve M(k) zu approximieren:

$$M(k) = a \cdot P(k) + b \cdot U(k) + c \cdot W(k). \qquad (21)$$

Das verzögerte Zeitspektrum W(k) wird auch hier wieder durch ein Faltungsintegral mit Hilfe der prompten Kurve P(k) berechnet, die in diesem Fall als GAUSS-funktion angesetzt werden kann. Die Form von P(k) wird dem Untergrundszeitspektrum entnommen. Als Zerfallskurve liegt hier keine reine Exponential-funktion mehr vor, da das 748 keV-Niveau teilweise vom längerlebigen 776 keV-Zustand her bevölkert wird. Im mathematischen Anhang § A.4 wird die genaue Form dieser Zerfallskurve berechnet. Als Unbekannte gehen in diese Funktion die eigentliche mittlere Lebens-dauer τ_2 des 748 keV-Niveaus und das Verhältnis $\varkappa$ der Populationen des 776 keV- und des 748 keV-Niveaus zum Zeitpunkt der Anregung ein. Die Lebensdauer des 776 keV-Zustandes τ_1 wird bei den Rechnungen als bekannt vorausgesetzt. Neben den bisher genannten fünf Unbekannten muß noch eine weitere berücksichtigt werden. Bei der Verschiebung des Einkanals von der 748 keV-Fotolinie auf Bereiche oberhalb dieser Linie wird auch das Untergrundszeitspektrum U(k) um s Kanäle verschoben. Diese Verschiebung s geht als weitere Unbekannte in das Anpassungsproblem ein.

Die Lösung des Anpassungsproblems erfolgt nach einem Iterationsverfahren. Man führt dazu in der Beziehung (A 31) (siehe mathematischer Anhang § A.4) für N_2^o (der Bevölkerung des 748 keV-Zustandes zum Zeit-punkt t=0), $\varkappa$ (dem Verhältnis der Populationen des 776 keV - und des 748 keV-Zustandes) und der mittleren Lebensdauer τ_2 des 748 keV-Zustandes die Größen ein:

$$N_2^o = \overline{N_2^o} + \Delta N$$

$$\mathscr{A} = \overline{\mathscr{A}} + \Delta\mathscr{A}$$

$$\tau_2 = \overline{\tau}_2 + \Delta\tau$$

$\overline{N_2^o}$, $\overline{\mathscr{A}}$ und $\overline{\tau}_2$ sollen schon gute Näherungswerte sein, so daß $\Delta N, \Delta\mathscr{A}$ und $\Delta\tau$ als klein angesehen werden können. Gleichung (A31) läßt sich dann nach diesen kleinen Größen entwickeln, wobei alle Glieder vernachlässigt werden, die Produkte bzw. Potenzen höher als 1 dieser Abweichungen enthalten. Der Ausdruck (A31) wird somit linear in den Abweichungen. Fügen wir noch den Untergrund U(k) und die prompte Kurve P(k) mit entsprechenden unbekannten Koeffizienten b und a zu Glg. (A31) hinzu, so läßt sich der Meßwert N(k) approximieren durch:

$$M(k) = A_1(k) + A_2(k)\cdot\Delta\tau + A_3(k)\cdot\Delta\mathscr{A} + A_4(k)\cdot\Delta N + a\cdot P(k) + b\cdot U(k) \qquad (22)$$

Die Funktionen $A_i(k)$, $(i=1,..,4)$ enthalten nur noch die bekannten Parameter $\overline{N_2^o}$, $\overline{\mathscr{A}}$, $\overline{\tau}_2$ und $\overline{\tau}_1$ und sind deshalb leicht zu berechnen. Die Unbekannten $\Delta\tau$, $\Delta\mathscr{A}$, ΔN, a und b lassen sich dann mit den üblichen Methoden GAUSSscher Fehlerrechnung bestimmen. Man erhält so verbesserte Werte für $\overline{N_2^o}$, $\overline{\mathscr{A}}$ und $\overline{\tau}_2$, mit denen man erneut in das Gleichungssystem eingehen kann. Durch mehrfache Iteration werden somit die Unbekannten optimalisiert.

Das Iterationsverfahren wurde dann abgebrochen, wenn der mittlere Fehler des Einzelwertes sich um nicht mehr als 1/1000 änderte. In diesem Fall genügten i.a. fünf bis sechs Anpassungsschritte.

Dies Verfahren wird jeweils für drei äquidistante

Verschiebungen s_i (i=1,2,3) angewendet, wobei jedesmal die Summe der Quadrate der Abweichungen bestimmt wird. Mit der im Anhang § A.1 beschriebenen Parabelmethode läßt sich so eine optimale Verschiebung s bestimmen.

Die in diesem Fall für die Minimalforderung benötigten Gewichtsfaktoren sind die in Glg.(18) angegebenen Werte. Ebenso wie bei dem oben beschriebenen Programm wurden die Gewichte aus den Sollwerten ermittelt.

Die Fehler, mit denen die fünf Unbekannten N_2^o, α, τ_2 sowie a und b behaftet sind, ergeben sich automatisch aus den Fehlergleichungen (vergl. ZURMÜHL (/27/)). Die Fehlerbestimmung für die Verschiebung s wird im Anhang § A.1 erläutert.

5.3 Zusammenstellung der Ergebnisse

5.3.1 28 keV-Zeitspektren

In Fig.22 und 23 sind einige typische Zeitspektren sowohl für kleine als auch für große Abstände x zwischen Target und Detektor halblogarithmisch aufgetragen. In diese Zeitspektren sind jeweils die mit Absorber gemessenen Zeitspektren und auch die berechneten verzögerten Kurven der 28 keV-γ-Strahlung miteingezeichnet.

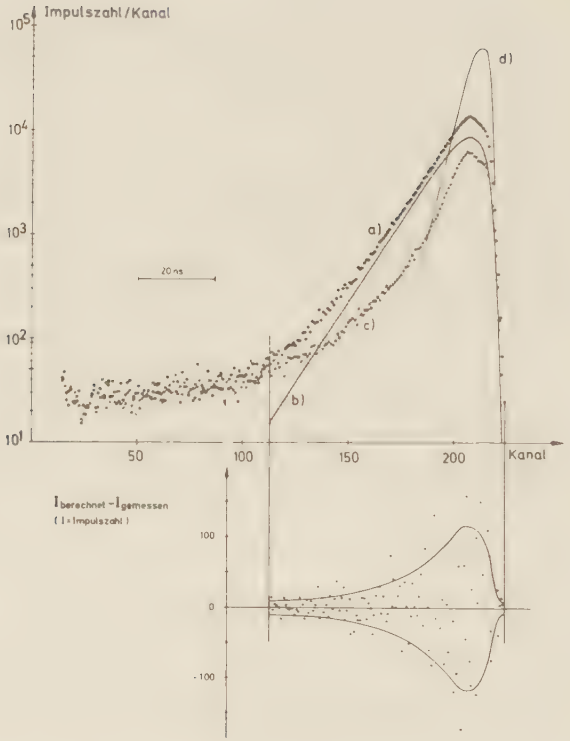


Fig.22 28 keV-Zeitspektrum kleiner Abstand Target-Detektor (x=14 cm) mit Differenzspektrum: $I_{berechnet} - I_{gemessen}$ [+]) ; a) ohne Absorber b) angepaßtes verzögertes 28 keV-Zeitspektrum c) mit Absorber d) promptes Zeitspektrum

---

[+]) Die in die Differenzspektren $I_{berechnet} - I_{gemessen}$ miteingetragenen ausgezogenen Kurven geben den statistischen Fehler aus den Werten des an die Messung ohne Absorber angepaßten Zeitspektrums an.

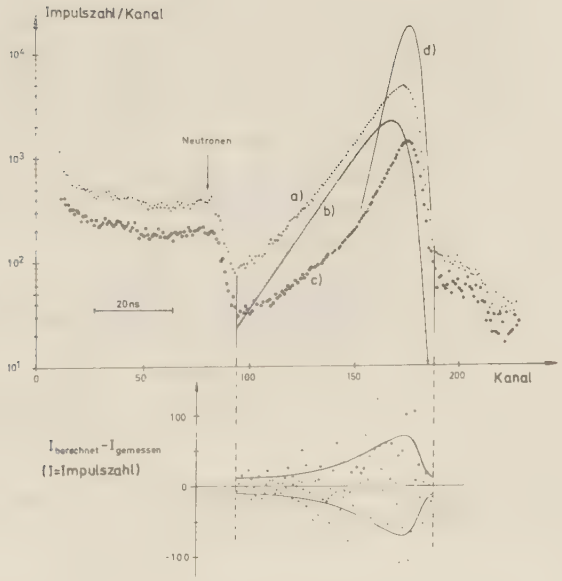


Fig.23 28 keV-Zeitspektrum großer Abstand Target-Detektor (x=1 m) mit Differenzspektrum: $I_{berechnet} - I_{gemessen}$ (vergl. Anmerkung zu Fig.22)
a) ohne Absorber b) angepaßtes verzögertes 28 keV-Zeitspektrum c) mit Absorber d) promptes Zeitspektrum

In Tabelle 7 sind alle ausgewerteten Zeitspektren zusammengefaßt. Um einen möglichst vollständigen Überblick über die Art der Messung zu geben, wurden auch Details, wie die Beschaffenheit der Targethalterung und der Targetkammern und die Größe der NaJ(Tl)-Kristalle angegeben.

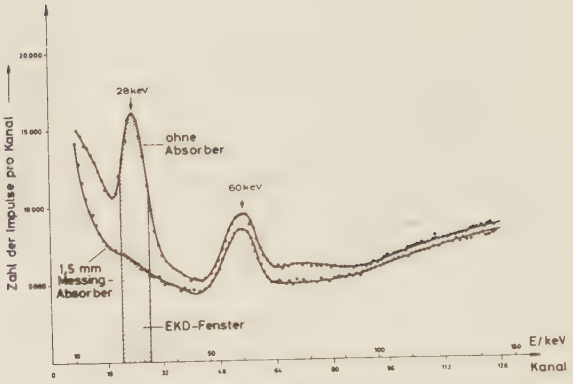


Fig.24 Energiespektrum zu Fig.22 und 23 mit Einkanallage

In der Spalte "Abschirmung" ist vermerkt, ob die Bereiche außerhalb des Öffnungswinkels des Detektors mit 15 cm dicken Bleiplatten abgedeckt waren oder nicht. Durch diese Messungen sollte geprüft werden, welchen Einfluß (n,γ)-Prozesse in der Targetkammerwandung auf die Lebensdauerbestimmung ausüben. Es zeigte sich, daß von der Targetkammerwandung her keine Störungen auftraten. $\tilde{\tau}$ ist stets der gewichtete Mittelwert über mehrere Einzelmessungen, deren Anzahl in der vorletzten Spalte zu finden ist. Als Gewichtsfaktoren dienten reziproke Fehler der Einzelmessung.

Tabelle 7 Ergebnisse der Lebensdauermessungen am 770 keV-Niveau in ^{51}Cr:
x = Abstand: Target-Detektor, Z = Anzahl der Einzelmessungen
K = 1,5 mm x 12 mm$^{\phi}$, G = 7 mm x 20 mm$^{\phi}$, SG = 1" x 1"$^{\phi}$

Meßdatum	Targethaltermaterial	Abschirmung	Targetkammermaterial	Abmessungen des NaJ(Tl)-Kristalls	x/cm	Z	τ/ ns
14.8.67	Ni	keine	Messing	K	12	4	7,94 ± 0,16
24.8.67	Ni	mit	Messing	G	120	4	7,88 ± 0,69
11.9.67	Ni	keine	Messing	K	5,5	3	7,81 ± 0,14
29.11.67	Cu	keine	Eisen	G	25	1	7,89 ± 0,87
27.2.68	Ni	keine	Eisen	G	28	3	7,81 ± 0,49
25.3.68	Ni	mit	Messing	G	105	4	8,00 ± 0,21
7.5.68	Ni	mit	Eisen	G	103,5	4	8,09 ± 0,11
19.8.68	Ni	mit	Eisen	G	111,5	6	8,14 ± 0,22
27.8.68	C	keine	Eisen	G	113	5	8,21 ± 0,20
20.9.68	C	keine	Eisen	G	14,5	3	7,88 ± 0,10
9.10.68	C	mit	Eisen	SG	117	1	7,83 ± 0,98

5.3.2 748 keV-Zeitspektren

Von den 748 keV-Zeitspektren ist in Fig.25 eines als Beispiel abgebildet. Zum Vergleich sind das Untergrundszeitspektrum, bei dem der Einkanal auf den Bereich oberhalb von 748 keV eingestellt war, und das berechnete 748 keV-Zeitspektrum miteingezeichnet.

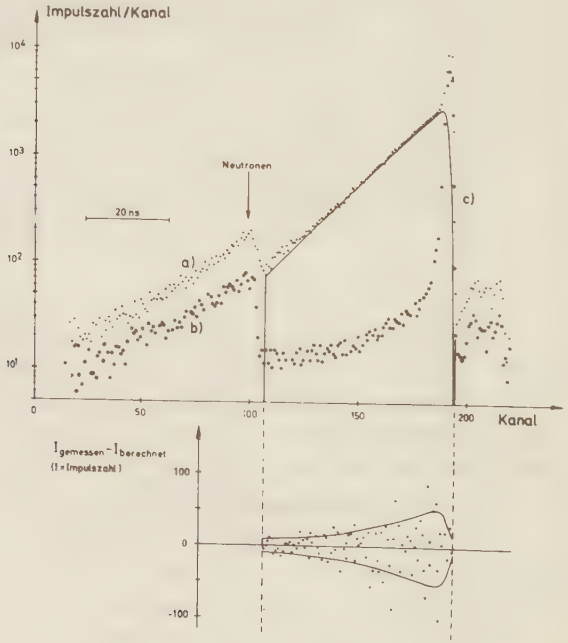


Fig.25 a) Gemessenes 748 keV-Zeitspektrum b) gemessen Zeitspektrum mit dem Einkanalfenster in Positio EK2 (vergl. Fig.26) c) angepaßtes verzögertes Zeitspektrum für 748 keV; Differenzspektrum $I_{gemessen} - I_{berechnet}$ (vergl. Anmerkung zu Fig

Tabelle 8 Zusammenstellung aller Meßergebnisse der Messung der Lebensdauer des 748 keV-Zustandes in ^{51}Cr

Datum/Nr.	x cm	Targethalter-material	Abschirmung	$\tau_{\frac{1}{2}}$/ns	α +)
1.11.67/1	100	Nickel	mit	10,60±0,13	0,088±0,018
1.11.67/2	100	Nickel	mit	10,49±0,11	0,091±0,020
1.11.67/3	100	Nickel	mit	10,54±0,11	0,080±0,015
9.10.68/1	98	Kohlenstoff	mit	10,66±0,15	0,087±0,020
9.10.68/2	98	Kohlenstoff	mit	10,70±0,15	0,091±0,021
9.10.68/3	98	Kohlenstoff	mit	10,89±0,10	0,072±0,018
9.10.68/4	98	Kohlenstoff	ohne	10,28±0,17	0,168±0,030
9.10.68/5	98	Kohlenstoff	mit	11,00±0,20	0,062±0,030
9.10.68/6	98	Kohlenstoff	ohne	10,17±0,18	0,179±0,035
9.10.68/7	98	Kohlenstoff	mit	10,22±0,12	0,116±0,030

Die Lage des Einkanalfensters (EK1) ist aus Fig.26 ersichtlich, in der ein mit einem 1"ϕ x 1" -NaJ(Tl)-Kristall gemessenes γ-Spektrum dargebildet ist. Bei der Messung mit Absorber in Fig.25 ist zu erkennen, daß im Auswertebereich (in Fig.25 durch zwei Parallelen zur Impulszahlachse gekennzeichnet) nur noch ein geringer Untergrund vorhanden ist, der von Neutronen-einfangsprozessen an den Targetkammerwänden herrührt. Ohne die Bleiabschirmung von 15 cm Dicke trat im Auswertebereich eine zweite kleinere prompte Linie zu

+) α bedeutet das Verhältnis der Populationen des 776 keV- und des 748 keV-Zustandes zum Zeitpunkt der Anregung

kleinen Kanälen hin verschoben in etwa 4 ns Abstand von der vom Target herrührenden prompten Linie auf. Diese war auf die Reaktion $^{56}Fe(n,n'\gamma)^{56}Fe$ zurückzuführen, bei der ein prompter 845 keV-Übergang in ^{56}Fe angeregt wird. Dies ließ sich mit Hilfe der Beziehung (15), der bekannten maximalen Neutronenenergie und dem bekannten Durchmesser der Targetkammer eindeutig feststellen.

In der Tabelle 8 sind die Ergebnisse aller Messungen zusammengestellt. Neben den Werten τ_2, α (vergl. Anhang § A.4) sind auch Details wie das Targethalterungsmaterial und der Abstand zwischen Target und Detektor mitaufgeführt. Ferner ist verzeichnet, ob eine 15 cm dicke Abschirmung verwendet wurde oder nicht.

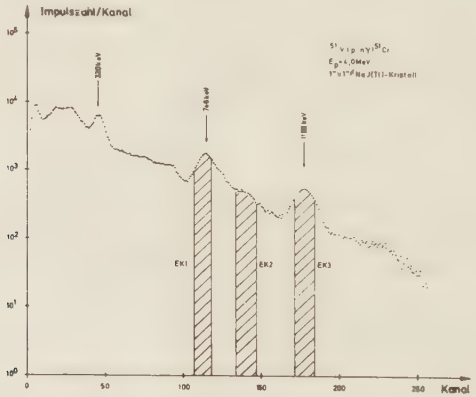


Fig.26 Mit NaJ(Tl)-Kristall gemessenes Energiespektrum von ^{51}Cr nach $^{51}V(p,n\gamma)^{51}Cr$. Miteingezeichnet sind die Lagen des Einkanalfensters

6. Diskussion der Ergebnisse

6.1 77 keV-Niveau

An Hand der Tabelle 7 lassen sich folgende Feststellungen treffen:

a) Es besteht offenbar kein Unterschied zwischen Messungen mit verschiedenen Targetkammern bzw. Targethaltern.

b) Der mit den reziproken Fehlern der Einzelmessungen berechnete Mittelwert über alle Messungen bei kleinem Abstand x Target - Detektor ($x \leq 30$ cm) beträgt $\tau_k = (7{,}88 \pm 0{,}14)$ ns (Messung MII) und bei großem ($x \approx 1$ m) Abstand $\tau_g = (8{,}10 \pm 0{,}18)$n (Messung MI).

c) Der mit den reziproken Fehlern der Einzelmessungen bestimmte Mittelwert über alle Messungen beträgt:

$$= (7{,}98 \pm 0{,}10) \text{ ns}$$

d) Beide NaJ(Tl)-Kristalle (K und G in Tabelle 7) liefern die gleiche Lebensdauer.

Wegen der zuletzt genannten Tatsache wurde die Mehrzahl der Messungen - insbesondere die bei großem Abstand x - mit dem 7 mm x 20 mm$^{\Phi}$ -Kristall durchgeführt, da dann der Raumwinkel und somit das Gesamtansprechvermögen des Detektors merklich größer ist. Bei der Verwendung eines NaJ(Tl)-Kristalls von 2 mm Dicke und einem Durchmesser von 1 1/2" war die zeitliche Auflösung jedoch so schlecht, daß auf Messungen mit diesem Kristall verzichtet wurde.

Der geringe Unterschied zwischen den Messungen bei kleinen und großen Abständen x weist auf einen syste-

matischen Fehler der Messungen bei kleinem Abstand x hin. Diese geringe Diskrepanz von etwa 3 % wird sehr wahrscheinlich dadurch hervorgerufen, daß durch das Zwischenschalten des Absorbers der "Neutronenbuckel" ein wenig verfälscht wird. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen die Werte jedoch überein. Andererseits sind die Impulszahlen pro Kanal bei den Zeitspektren für große Abstände um den Faktor 10 bis 100 kleiner, und ferner ist bei diesen Messungen wegen der geringen Rate (10 Impulse/s) der durch zufällige Koinzidenzen hervorgerufene Untergrundsanteil erheblich höher. Somit ist es sinnvoll, den Mittelwert über alle Messungen, d.h. sowohl über Messungen bei kleinem als auch großem Abstand x, als besten Wert zu nehmen. Wir erhalten somit als Endergebnis für die mittlere Lebensdauer des 776 keV-Niveaus in ^{51}Cr:

$$\tau\ (776\ \text{keV}) = (7{,}98 \pm 0{,}10)\ \text{ns}$$

Diesen Wert können wir mit dem über die WEISSKOPF-abschätzung berechneten Wert vergleichen. Hierbei müssen wir berücksichtigen, daß der 28 keV-Übergang wegen der Drehimpulsquantenzahlen $1/2^-$ im Anfangs- und $3/2^-$ im Endzustand ein M1-Übergang ist mit einer möglichen E2-Beimischung. Zuvor ist jedoch noch zu beachten, daß der Übergang konvertiert ist.

Die mittlere Lebensdauer τ eines Anregungszustandes ist mit der mittleren Lebensdauer τ_γ bezüglich γ-Zerfalls über die Beziehung

$$\tau_\gamma = \tau(1+\alpha) \qquad (23)$$

verknüpft. Den Konversionskoeffizienten α entnimmt man den Tabellen von M.E.ROSE et al (/28/). Die hier interessierenden Konversionskoeffizienten für M1-Strahlung β_1 und E2-Strahlung α_2 sind in Tabelle 9

zusammengefaßt. β_1 bzw. α_2 stellt die Summe der Beiträge der einzelnen Elektronenschalen dar:

$$\beta_1 = \beta_1^K + \beta_1^L + \beta_1^M + \cdots \qquad (24)$$

und

$$\alpha_2 = \alpha_2^K + \alpha_2^L + \alpha_2^M + \cdots \qquad (25)$$

Der Gesamtkoeffizient α ergibt sich damit zu

$$\alpha = \frac{1}{1+\delta^2} \left(\beta_1 + \delta^2 \alpha_2\right), \qquad (26)$$

wobei δ^2 das Verhältnis der Betragsquadrate der Übergangsmatrixelemente für E2- und M1-Strahlung darstellt.

Tabelle 9 Konversionskoeffizienten eines 28 keV-Übergangs für reine E2-Strahlung (α_2) und reine M1-Strahlung (β_1), für die Kernladungszahl Z=24, für die K- und die L-Schale. Der Beitrag der M-Schale wird vernachlässigt.

K		L		gesamt	
α_2^K	β_1^K	α_2^L	β_1^L	α_2	β_1
48,3	0,342	7,67	0,035	56,0	0,907

Die Übergangswahrscheinlichkeit für E2-Strahlung ist nach der WEISSKOPFabschätzung um den Faktor $4 \cdot 10^3$ geringer. Somit kann praktisch ein reiner M1-Über-

gang angenommen werden, d.h., $\delta^2=0$. In diesem Fall beträgt der Konversionskoeffizient $\alpha = \beta_1 = 0{,}907$, und somit wäre die mittlere Lebensdauer ohne innere Konversion

$$\tau_\gamma = (15{,}22 \pm 0{,}19)\ \text{ns}.$$

Dieser Wert ist von gleicher Größenordnung, wie der vom Ein-Teilchen-Schalenmodell für einen Neutronenübergang vorhergesagte Wert von $\tau_\gamma = 11{,}3$ ns. Andere Berechnungen von Lebensdauern, insbesondere mit Hilfe der in § 2 aufgeführten Kernmodelle, sind dem Verfasser nicht bekannt.

6.2 748 keV-Niveau

Bei den in Tabelle 8 zusammengestellten Ergebnissen wurde der Wert τ(776 keV) = 7,98 ns zugrunde gelegt. Wie aus Spalte 4 zu ersehen ist, kommt es sehr wesentlich darauf an, ob mit einer möglichst dicken Bleiabschirmung gearbeitet wurde oder nicht. Die Mittelwerte über alle Lebensdauern τ und alle α-Werte betragen für die Messungen mit Abschirmung

$$\tau(748\ \text{keV}) = (10{,}61 \pm 0{,}04)\ \text{ns}$$

$$\alpha = 0{,}084 \pm 0{,}007$$

Die Werte für die Messungen ohne Bleiabschirmung sind, wie bereits erwähnt, offensichtlich durch Neutronenreaktionen mit den ^{56}Fe-Kernen der Targetkammer verfälscht und werden deshalb weggelassen.

Bei der Auswertung zeigte sich, daß die Verschiebung des Untergrundzeitspektrums gegen das 748 keV-Zeitspektrum sehr empfindlich in die Auswertung einging.

Dies beruht darauf, daß die prompte Kurve im Zeitspektrum sehr schmal ist, so daß schon eine kleine Verschiebung aus der richtigen Position eine merkliche Vergrößerung des mittleren quadratischen Fehlers des Einzelwertes hervorruft.

Messungen bei kleinem Abstand Target - Detektor wurden verworfen, da bei den verschiedenen Einstellungen des Einkanalfensters (vergl. Fig.26) der Neutronenuntergrund unterschiedlich hoch ist.

Die Ergebnisse der Messung vom 1.11.67 weisen eine geringere Streuung auf als die Werte der Messung vom 9.10.68. Dies ist auf eine starke Schwankung der Targetstromstärke während der Messung zurückzuführen. Die Mittelwerte, die mit den reziproken Fehlern der Einzelmessungen als Gewichtsfaktoren berechnet wurden, lauten:

$$\tilde{\tau}(748\ \text{keV}) = (10{,}54 \pm 0{,}07)\ \text{ns}$$

1.11.67

$$\varkappa = 0{,}085 \pm 0{,}010$$

$$\tilde{\tau}(748\ \text{keV}) = (10{,}67 \pm 0{,}06)\ \text{ns}$$

9.10.68

$$\varkappa = 0{,}084 \pm 0{,}010$$

Die oben angeführten Werte von $\tilde{\tau}(748\ \text{keV})$ und $\varkappa$ zeigen, daß die Lebensdauer des 748 keV-Zustandes eine dem Niveau selbst zuzuschreibende Lebensdauer darstellt, die nicht, wie bisher angenommen wurde, durch den vorhergehenden 28 keV-Übergang hervorgerufen wird. Das obere Niveau bei 776 keV bevölkert das 748 keV-Niveau nur zu 8,4 %. Ohne Berücksichtigung des Zerfalls des 776 keV-Niveaus ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen die gleiche mittlere Lebensdauer wie bei BAUER et al.

Die Lebensdauer $\hat{\tau}$(748 keV) = (10,61 ± 0,04) ns ist nur um wenig kleiner als die von BAUER et al (/9/) zu τ = (10,8 ± 0,5) ns gemessene, bei der die Korrektur durch den 28 keV-Übergang nicht berücksichtigt wurde.

Eine theoretische Deutung läßt sich hier ebenfalls nur an Hand der WEISSKOPFabschätzung durchführen. Für einen Ein-Proton-Übergang liefert diese Abschätzung einen um den Faktor 100 zu großen, für einen Ein-Neutron-Übergang einen um den Faktor 100 zu kleinen Wert. Um hier jedoch eine bessere Vergleichsmöglichkeit zu haben, wäre es notwendig, im Rahmen der in § 2 erläuterten Kernmodelle Übergangswahrscheinlichkeiten zu berechnen.

7. Zusammenfassung

Die von BAUER et al (/9/) gemessene Lebensdauer des $3/2^-$-Niveaus bei 748 keV in ^{51}Cr besitzt eine im Vergleich zur WEISSKOPFabschätzung anomal lange Lebensdauer. Es wurde vermutet (/1/), daß das $1/2^-$-Niveau bei 776 keV, das wegen Drehimpulsauswahlregeln nur mit sehr geringer Wahrscheinlichkeit in den $7/2^-$-Grundzustand zerfallen kann, durch einen 28 keV-Übergang den 748 keV-Zustand bevölkert und somit die lange Lebensdauer des 748 keV-Niveaus bewirkt. Um diese Vermutung zu überprüfen wurde

1.) die Existenz der 28 keV-γ-Strahlung nachgewiesen, die beim Übergang des 776 keV- in den 748 keV-Zustand entsteht,
2.) mit Hilfe dieser 28 keV-γ-Strahlung wurde die Lebensdauer des 776 keV-Zustandes gemessen,
3.) in Kenntnis dieser Lebensdauer wurde das Zeitspektrum des 748 keV-Zustandes einer genauen Analyse unterworfen und festgestellt, daß das 776 keV-Niveau das 748 keV-Niveau nur zu 8,4 % bevölkert und die im Vergleich zur Ein-Teilchen-Abschätzung lange Lebensdauer dieses Zustandes andere Ursachen haben muß.

Die Lebensdauern des 776 keV- bzw. 748 keV-Niveaus in ^{51}Cr betragen:

$$\tau\,(776\ \text{keV}) = (7{,}98 \pm 0{,}05)\ \text{ns}$$

$$\tau\,(748\ \text{keV}) = (10{,}61 \pm 0{,}04)\ \text{ns}$$

Bei den Messungen erfolgte die Anregung der betreffenden Niveaus durch die Reaktion $^{51}V\,(p,n\gamma)\,^{51}Cr$. Die Messung der Lebensdauern erfolgte mit Hilfe eines gepulsten Protonenstrahls.

Die gemessene Lebensdauer des 776 keV-Niveaus ist in guter Übereinstimmung mit der WEISSKOPFabschätzung für einen reinen M1-Übergang. Die Deutung der Lebensdauer des 748 keV-Zustandes erscheint im Rahmen des einfachen Schalenmodells nicht möglich. Es besteht die Vermutung, daß die lange Lebensdauer durch Beimischung aus höheren Schalen - insbesondere der $2p_{3/2}$-Schale - zustande kommt. Dem Verfasser dieser Arbeit sind bisher keine Berechnungen von Übergangswahrscheinlichkeiten im Rahmen eines adäquaten Kernmodells bekannt.

A Mathematischer Anhang

A.1 Minimumsbestimmung nach der Parabelmethode

Gegeben seien die Werte Y_k einer Meßkurve in Abhängigkeit einer diskreten Variablen k, an die eine vorgegebene Funktion y(x,k) optimal gut angepaßt werden soll. Hierbei soll der Parameter x so variiert werden, daß die gewichtete Summe der Quadrate der Abweichungen

$$S(x) = \sum_k g_k \cdot (Y_k - y(x,k))^2 \qquad (A1)$$

ein Minimum wird. Die g_k sind normierte Gewichtsfaktoren, d.h., $\sum g_k = 1$. Wenn y(x,k) nicht linear von x abhängt, läßt sich das Problem dadurch lösen, daß man einen möglichst guten Wert x_o vorgibt und y(x,k) um x_o in eine TAYLORreihe entwickelt, die man nach dem linearen Glied in x abbricht. Auf diese Weise erhält man ein linearisiertes Problem in den Abweichungen von x_o, das mit den üblichen Methoden GAUSSscher Fehlerrechnung zu lösen ist (vergl. (/27/), (/33/)).

Eine andere Lösungsmöglichkeit ist die sogenannte Parabelmethode. Diese beruht darauf, daß sich S(x) in der Umgebung des Minimums durch eine Parabel der Form

$$S(x) = a(x - x_o)^2 + S_o \qquad (A2)$$

darstellen läßt. Dies können wir uns folgendermaßen klarmachen. Sei $S(\bar{x})$ das wahre Minimum von S(x) und $x = \bar{x} + \xi$, so läßt sich y(x,k) in Glg.(A1) für kleine ξ

an der Stelle $\overline{x}$ in eine TAYLORreihe entwickeln, in der wir Glieder von zweiter und höherer Ordnung vernachlässigen. Nach Einsetzen und Umformung erhalten wir:

$$S(x) = S(\overline{x}) + c \cdot \xi^2 \qquad (A3)$$

Hierbei wurde berücksichtigt, daß sich der nach dem Quadrieren auftretende lineare Term in ξ herausmittelt. Glg.(A3) besagt, daß sich die Funktion $S(x)$ in der Umgebung von $\overline{x}$ durch eine Parabel (Glg.(A2)) approximieren läßt. Um die drei Konstanten a, x_o und S_o zu bestimmen, berechnet man zunächst für drei äquidistante Parameterwerte

$$x_1 = x_2 - \varepsilon \quad , x_2 \quad \text{und} \quad x_3 = x_2 + \varepsilon$$

gemäß Glg.(A1) die zugehörigen Funktionswerte

$$S_i =: S(x_i) \quad , \qquad (i = 1,2,3).$$

x_2 sei hierbei bereits ein möglichst nahe am Minimum gelegener Wert. Mit den bekannten S_i ergeben sich die Parabelparameter zu:

$$a = \frac{S_1 - S_3}{4\,\varepsilon(x_o - x_2)} \qquad (A4)$$

und

$$S_o = S_2 - \frac{(S_1 - S_3)^2}{8(S_1 + S_3 - 2S_2)} \qquad (A5)$$

sowie

$$x_o = x_2 + \frac{\varepsilon \cdot (S_1 - S_3)}{2(S_1 + S_3 - 2S_2)} \qquad (A6)$$

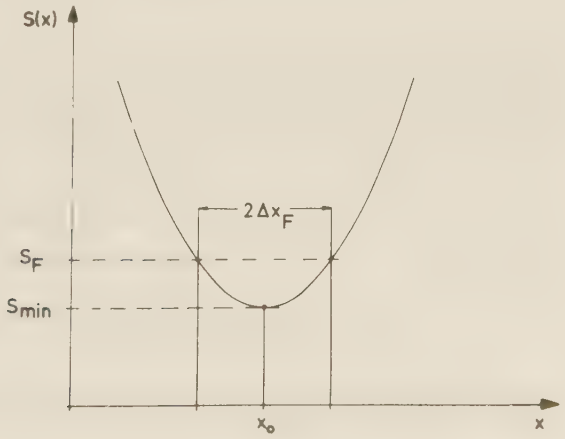
Der für x_o gefundene Wert stellt einen verbesserten Wert dar, der näher beim Minimum liegt als x_2. Setzt man den so gefundenen Wert x_o gleich dem neuen x_2 und wiederholt das Verfahren mehrmals, wobei ε in geeigneter Weise verkleinert wird, so erhält man schließlich das optimale Minimum S_{min} von S(x). Mit Hilfe von S_{min} läßt sich auch ein Fehler für x_o angeben. Da $\sqrt{S_{min}}$ wegen (A1) für eine große Anzahl von Meßwerten den mittleren quadratischen Fehler der Einzelmessung darstellt, läßt sich mit Hilfe der Parabel (A2) der Fehler Δx_F des Parameterwertes x_o über die Bedingung

$$S_F =: S_{min} + \sqrt{S_{min}} = a \cdot \Delta x_F + S_{min}$$

definieren (vergl. Fig.A1):

$$\Delta x_F = \sqrt{\frac{\sqrt{S_{min}}}{a}} \qquad (A7)$$

Der Fehler Δx_F ist um so größer je kleiner a, d.h., je breiter die Parabel geöffnet ist.



Bei den Maschinenrechnungen erwies es sich als zweckmäßig, das Iterationsverfahren dann abzubrechen, wenn die Korrektur ε etwa $\Delta x_F/10$ betrug. Im Bereich des Minimums weist S(x) nämlich wegen der beschränkten Rechengenauigkeit des Computers eine - wenn auch schwache - Struktur auf, die u.U. eine zu schmale geöffnete Parabel liefert und somit einen zu kleinen Fehler vortäuscht.

A.2 Aufsuchen des Minimums einer zweiparametrigen Fläche

Dies Problem knüpft an die in § A.1 beschriebene Parabelmethode an. In diesem Fall ist die Funktion z(x,y,k) an vorgegebene Meßwerte Z_k anzupassen. Die Minimalforderung lautet wie in § A.1 mit normierten Gewichtsfaktoren g_k:

$$S(x,y) = \sum_k g_k \, (Z_k - z(x,y,k))^2 = \text{Min!} \qquad \text{(A8)}$$

Neben der Linearisierungsmethode (vergl. E.HARDTWIG (/36/) Kapitel IV) läßt sich auch hier eine erweiterte Form der Parabelmethode anwenden, die sogenannte Paraboloidmethode. Man nimmt hierzu an, daß sich die Fläche S(x,y) näherungsweise durch ein gegenüber der x- und y-Achse gedrehtes elliptisches Paraboloid:

$$S(x,y) = S_o + a(x-x_o)^2 + b(y-y_o)^2 + c(x-x_o)(y-y_o) \qquad \text{(A9)}$$

darstellen läßt. Um die sechs unbekannten Konstanten

a,b,c,x_o,y_o und S_o zu ermitteln, werden zu äquidistanten x- und y-Werten nach Glg.(A8) zugehörige $S(i,k) =: S(x_i,y_k)$ berechnet. Hierbei ist

$$x_1=x_2-\Delta x \text{ bzw. } x_3=x_2+\Delta x \text{ und } y_1=y_2-\Delta y \text{ bzw. } y_3=y_2+\Delta y.$$

In Bild A2 sind eine in die x-y-Ebene projizierte Höhenschichtlinie des gedrehten elliptischen Paraboloids und die 9 Rasterpunkte S(i,k) eingetragen.

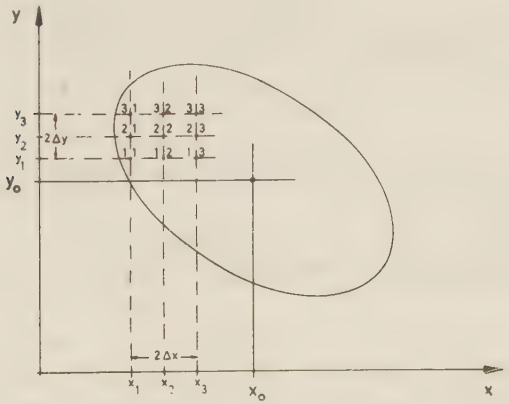


Bild A2 Projektion einer Höhenschichtlinie des elliptischen Paraboloids und der 9 Rasterpunkte S(i,k) in die x-y-Ebene

Die Konstanten ergeben sich zu

$$c = \frac{S(1,2)+S(3,2)-2S(2,2)}{2\Delta x^2} \qquad (A10)$$

$$b = \frac{S(2,1)+S(2,3)-2S(2,2)}{2\,\Delta y^2} \qquad (A11)$$

$$c = \frac{S(1,1)+S(3,3)-2S(2,2)-2a\cdot\Delta x^2-2b\,\Delta y^2}{2\,\Delta x\cdot\Delta y} \qquad (A12)$$

und damit:

$$x_o = x_2 + \frac{c\cdot(S(2,3)-S(2,1))/(2\,\Delta y)-b(S(2,3)-S(1,2))/\Delta x}{4ab - c^2} \qquad (A13)$$

$$y_o = y_2 + \left\{S(1,2)-S(3,2)+4a\,\Delta x(x_2-x_o)\right\}/2c\,\Delta x \qquad (A14)$$

$$S_o = S(2,2)-a(x_2-x_o)^2-b(y_2-y_o)^2-c(x_2-x_o)(y_2-y_o) \qquad (A15)$$

Wie aus den Gleichungen (A10) bis (A15) zu ersehen ist, werden die Punkte S(1,3) und S(3,1) nicht benutzt, da nur sechs Unbekannte gesucht sind. Beide Werte werden daher zu Kontrollzwecken verwendet.

Setzt man nun das neue x_2 bzw. y_2 gleich dem berechneten x_o bzw. y_o, und verkleinert man in geeigneter Weise Δx und Δy, so läßt sich erneut das Minimum der Fläche S(x,y) berechnen. Durch Wiederholung dieses Verfahrens findet man so das optimale Minimum S_{min} von S(x,y).

Die Fehler δx und δy von x_o bzw. y_o findet man in Analogie zur Parabelmethode, indem man einmal $y=y_o$ und einmal $x=x_o$ setzt zu

$$\delta x = \sqrt{\frac{\sqrt{S_{min}}}{a}} \quad \text{bzw.} \quad \delta y = \sqrt{\frac{\sqrt{S_{min}}}{b}} \tag{A16}$$

Auch hier wird das Iterationsverfahren dann abgebrochen, wenn sowohl $\Delta x < \delta x/10$ als auch $\Delta y < \delta y/10$ erfüllt ist.

A.3 Berechnung des verzögerten Zeitspektrums

Das zum Zeitpunkt t=0 angeregte Kernensemble zerfällt nach dem Exponentialgesetz:

$$N(t) = N_o \, e^{-t/\tau} \tag{A17}$$

Hierbei bedeuten:

τ : mittlere Lebensdauer des angeregten Zustandes

N_o : Anzahl der zum Zeitpunkt t=0 angeregten Kerne

$N(t)$: Anzahl der zum Zeitpunkt $t > 0$ noch angeregten Kerne.

Das emittierte γ-Quant wird nach Absorption im NaJ(Tl)-Kristall nach einer gewissen Zeit t vom Zeit-Impulshöhen-Umsetzer registriert. Diese Laufzeit ist, wie bereits erwähnt, Schwankungen unterworfen, die vom verwendeten Szintillator, der Lichtübertragung vom Szintillator zum Fotomultiplier, von den Fokussierungseigenschaften des Fotomultipliers und der Art und Weise, in der die Zeitmarken aus den Anodenimpulsen des Multipliers gewonnen werden, abhängen. Das zum Zeitpunkt t=0 emittierte Quant wird mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit $\overline{F}(t)$ zum Zeitpunkt t nachgewiesen. Die Kurve $\overline{F}(t)$

kann durch ihre Halbwertsbreite $\Delta t_{1/2}$ und ihre Flankensteilheit charakterisiert werden. Ihr Schwerpunkt T entspricht der elektronischen Verzögerungszeit. Die Gestalt dieser "prompten" Kurve ermittelt man durch Messung des Zeitspektrums einer Fotolinie, bei der die Lebensdauer des angeregten Zustandes klein gegen die Halbwertsbreite $\Delta t_{1/2}$ ist.

Bei den Messungen der 28 keV-Zeitspektren konnte das prompte Zeitspektrum in guter Näherung durch zwei GAUSSfunktionen mit exponentiell abfallenden Flanken beschrieben werden (vergl. Fig.A3):

$$P(k) = \begin{cases} \exp\,(a_1+b_1k) & k \leq k_2 \\ \exp\,(a_2+b_2k+c_2k^2) & k_2 \leq k \leq k_3 \\ \exp\,(a_3+b_3k+c_3k^2) & k_3 \leq k \leq k_4 \\ \exp\,(a_4+b_4k) & k_4 \leq k \end{cases} \quad \text{für} \qquad (A18)$$

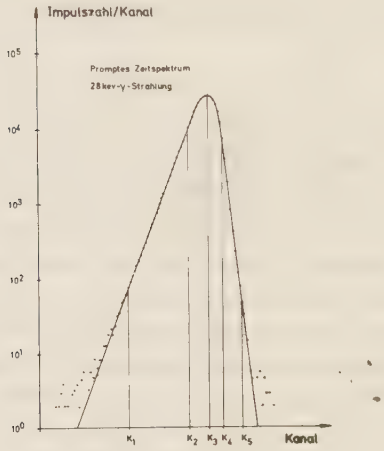


Fig.A3 Prompte Kurve für 28 keV-γ-Energie

Es erwies sich jedoch als hinreichend, an Stelle der beiden GAUSSfunktionen die gemessene prompte Kurve selbst zu verwenden und Zwischenwerte zu interpolieren.

Die prompten 750 keV-Zeitspektren lassen sich sehr einfach durch eine einzelne GAUSSfunktion approximieren:

$$P(k) = \exp\,(a + b \cdot k + c \cdot k^2) \qquad \text{(A19)}$$

Das verzögerte Zeitspektrum V(t) entsteht durch Faltung der Zerfallskurve $\exp(-t/\tau)$ mit dem prompten Zeitspektrum $\bar{P}(t)$ gemäß der Beziehung:

$$V(t) = c \int_{c}^{\infty} e^{-t'/\tau} \, \bar{P}(t-t')\, dt' \qquad \text{(A20)}$$

Bei der Registrierung im Vielkanalanalysator liegen die Meßkurvenwerte in Abhängigkeit von Kanalnummern k vor. Die Umrechnung der Zeitskala in die Kanalskala erfolgt über die Beziehung:

$$t - T = -a\,(k-k_s) \quad , \qquad \text{(A21)}$$

in der die durch die Meßanordnung bedingte Skalenumkehr berücksichtigt wurde. a ist der sogenannte Eichfaktor, der experimentell aus einer Eichung ermittelt wird. k_s bedeutet die Schwerpunktslage des prompten Zeitspektrums in der Kanalskala.

Mit

$$t' = ak' \quad , \quad \tau = ak_\tau \quad \text{und} \quad t = T - a(k-k_s) \qquad \text{(A22)}$$

sowie

$$\bar{P}\,(T-a(k-k_s+k')) =: P\,(k+k') \qquad \text{(A23)}$$

wird Gleichung (A20) mit $c = \frac{1}{a}$

$$V(k) = \int_0^\infty e^{-k'/k} \; P\,(k+k')\; dk' \qquad (24)$$

Die numerische Berechnung dieses Integrals erfolgte nach der SIMPSON-Regel (vergl. ZURMÜHL (/27/)).

A.4 Zerfallskurve des 748 keV-Niveaus von ^{51}Cr

Zur Zeit t=0 werden im Niveau 1 (776 keV) N_1^o Kerne und im Niveau 2 (748 keV) N_2^o Kerne angeregt. Niveau 1 zerfällt vollständig unter Emission von 28 keV-γ-Quanten bzw. Konversionselektronen in das Niveau 2. Wir haben deshalb einen kombinierten Zerfall zu betrachten. Die Änderung der Zahl der im 776 keV-Zustand befindlichen Kerne im Zeitintervall dt zum Zeitpunkt t wird gegeben durch:

$$dN_1 = -\frac{1}{\tau_1} \; N_1(t)\; dt \qquad (A25)$$

Entsprechend ergibt sich für die Änderung dN_2 der Zahl der im 748 keV-Niveau angeregten Kerne

$$dN_2 = -\frac{1}{\tau_2} \; N_2(t)\; dt + \frac{1}{\tau_1} N_1(t)\; dt \qquad (A26)$$

Hierbei bedeuten τ_1 bzw. τ_2 die mittleren Lebensdauern des 776 keV- bzw. 748 keV-Zustandes. Gleichung (A25) läßt sich leicht integrieren

$$N_1(t) = N_1^o \; e^{-t/\tau_1} \qquad (A27)$$

Aus (A26) erhalten wir somit

$$N_2' + \frac{N_2}{\tau_2} = \frac{N_1^o}{\tau_1} \; e^{-t/\tau_1} \qquad (A28)$$

Die Lösung dieser Differentialgleichung erfolgt durch die Methode der Variation der Konstanten. Es ergibt sich mit der Abkürzung

$$\mathcal{H} = N_1^o \,/\, N_2^o \tag{A29}$$

die folgende Beziehung:

$$N_2(t) = N_2^o \left\{ e^{-t/\tilde{\tau}_2} + \mathcal{H} \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_2 - \tilde{\tau}_1} \left(e^{-t/\tilde{\tau}_2} - e^{-t/\tilde{\tau}_1} \right) \right\}. \tag{A30}$$

Durch Faltung mit der prompten Kurve und nach Umrechnung in die Kanalskala erhalten wir als verzögertes Zeitspektrum in diesem Fall (vergl. Glg.(A22),(A23) und (A24))

$$W(k) = \int_0^\infty N_2(k') \, P(k+k') \, dk' \tag{A31}$$

mit

$$N_2(k') = N_2^o \left\{ e^{-ak'/\tilde{\tau}_2} + \mathcal{H} \frac{\tilde{\tau}_2}{\tilde{\tau}_2 - \tilde{\tau}_1} \left(e^{-ak'/\tilde{\tau}_2} - e^{-ak'/\tilde{\tau}_1} \right) \right\} \tag{A32}$$

Durch Anpassung an das experimentell gewonnene Zeitspektrum der 748 keV-γ-Strahlung lassen sich dann die unbekannten Parameter $\tilde{\tau}_2$ und $\mathcal{H}$ ermitteln. Die mittlere Lebensdauer $\tilde{\tau}_1$ des 776 keV-Niveaus wird bei der Anpassung als bekannt vorausgesetzt.

8. Literaturverzeichnis

(/ 1/) G.A.BARTHOLOMEW, E.D.EARLE and A.R.GUNIE
Canadian Journal of Physics, 44 (1966) 2111

(/ 2/) J.H.E.MATTAUCH, W.THIELE and A.H.WAPSTRA
Nucl. Phys. 67 (1965) 32

(/ 3/) L.L.LEE, JR. and J.P.SCHIFFER
Phys. Rev. 153 (1967) 1097 - 1100

(/ 4/) I.L.ALTY, L.L.GREEN, G.D.JONES and J.F.SHARPEY-SCHAFER,
Nucl. Phys. A 100 (1967) 81

(/ 5/) C.A.WHITTEN, JR. and L.C.MC INTYRE
Phys. Rev. 160 (1967) 997 - 1004

(/ 6/) K.V.K.IYENGAR, S.K.GUPTA and B.LAC
Nucl. Phys. A 96 (1967) 417

(/ 7/) W.HAUSER, and H.FESHBACH
Phys. Rev. 87 (1952) 366

(/ 8/) J.E.ROBERTSHAW, S.MECCA, A.SPERDUTO, W.W.BUECHNER
Phys. Rev. 170 (1968) 1013 - 1033

(/ 9/) R.W.BAUER, J.D.ANDERSON, L.J.CHRISTENSEN
Bull. Am. Phys. Soc. 8 (1963) 48

(/10/) J.D.MC CULLEN, F.B.BAYMAN and L.ZAMICK
Phys. Rev. 134 (1964) B 515 - B 538

(/11/) A.BOHR and B.R.MOTTELSON
Dan. Mat. Fys. Medd. 26, No. 14, (1952)

(/12/) F.B.MALIK and W.SCHOLZ
Phys. Rev. 150 (1966) 919

(/13/) S.G.NILSSON
Dan. Mat. Fys. Medd. 29 No. 16, (1955)

(/14/) G.GRAWERT, Vorlesung über theoretische Kernphysik, F.U.BERLIN, 1963

(/15/) V.F.WEISSKOPF, Phys. Rev. 83 (1951) 1073

(/16/) S.A.MOSZKOWSKI, in (/31/) Bd. 2

(/17/) L.S.KISSLINGER and R.A.SORENSON
Dan. Mat. Fys. Med. 32 (1960) 9

(/18/) A.H.WAPSTRA, G.J.NIJGH and R.VAN LIESHOUT
Nucl. Spectroscopy Tables, North Holland Publ. Comp., Amsterdam, 1959

(/19/) Y.GURFINKEL and A.NOTEA
Nucl. Instr. 57 (1967) 173

(/20/) S.J.DU TOIT and L.M.BOLLINGER
Phys. Rev. 123 (1961) 629 - 636

(/21/) P.VAN ASSCHE et al
Nucl. Phys. 79 (1966) 565

(/22/) N.P.ARCHER and T.J.KENNETT
Canadian J. Phys. 45 (1967) 2683

(/23/) LANDOLT-BÖRNSTEIN, Tabellen Gruppe 1 Band 1, Energieniveaus der Kerne A=5 bis A=257, SPRINGER-Verlag, 1961

(/24/) Nuclear Data, Nr. 5,6, 1966

(/25/) W.KORNAHL, Diplomarbeit, Marburg 1967

(/26/) R.NUTT, IEEE-Trans. Nucl. Science, Vol. NS-14, No.1, Seite 110

(/27/) R.ZURMÜHL, Praktische Mathematik, SPRINGER-Verlag, 1961

(/28/) M.E.ROSE, Internal Conversion Coefficients, North Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1958

(/29/) G.R.SATCHLER, Phys. Rev. 94 (1954) 1304
104 (1956) 1198
Erratum : Phys. Rev.111 (1958) 1747

(/30/) E.SHELDON and D.M.VAN PATTER
Rev. Mod. Phys. 38 (1966) 143 - 186

(/31/) K.SIEGBAHN, Alpha-, Betha and Gamma- Ray Spectroscopy, North Holland Publ. Comp. Amsterdam, 1965

(/32/) R.BALLINI, Y.CASSAGNON, C.LEVI und L.PAPINEAU, Compt. Rend. 251 (1960) 947

(/33/) E.GATTI and V.SVELTO, Nucl. Instr. 43 (1966) 248
(/34/) SCHOLZ et al Phys. Rev. 176 (1968) 1355
(/35/) C.A.R.BAIN and F.D.BROOKS
Nucl. Phys. A 125 (1969) 312 - 320
(/36/) E.HARDTWIG, Fehler- und Ausgleichsrechnung
B.I. Hochschultaschenbuch 262/262a, Mannheim,
1968

Lebenslauf

Am 21. Juni 1938 wurde ich, Wilhelm Haar, evangelischer Konfession und deutscher Staatsangehörigkeit als zweites Kind des Malermeisters Wilhelm Haar und seiner Ehefrau Anna, geb. Backhaus, in Duisburg-Meiderich geboren. Von 1945 bis 1949 besuchte ich die Volksschule in Bad Wildungen-Reinhardshausen. Nach dem Besuch des Gustav-Stresemann-Gymnasiums in Bad Wildungen legte ich dort im Februar 1959 die Reifeprüfung ab.

Im Sommersemester 1959 begann ich an der Philipps-Universität in Marburg das Studium der Physik. Mit Ausnahme des Sommersemesters 1962 und des Wintersemesters 1962/63, wo ich in München immatrikuliert war, studierte ich in Marburg. Dort legte ich im Juli 1961 die Diplom-Vorprüfung und im Dezember 1966 die Diplom-Hauptprüfung ab. Anschließend übernahm ich am Physikalischen Institut der Philipps-Universität Marburg die vorliegende Arbeit.

Seit 1966 bin ich mit Ilona Haar, geb. Fuchs, verheiratet. Wir haben ein Kind.

Meine akademischen Lehrer waren in Physik die Herren Professoren

Bopp, Cappeller, Fraunberger, Grawert, Hückel, Kamke, Kinder, Koppe, Kranz, Madelung, Petzold, Richter, Rollwagen, Vogt, Walcher, Wolter

in Mathematik die Herren Professoren

Ende, Heinz, Huckemann, Klingen, Kneser, Kowalsky, Peyerimhoff

und in Chemie die Herren Professoren

Dimroth, Mahr und Pfeil.